

UNIVERSITETET I OSLO
Institutt for geofag
Avdeling MetOs

**Numeriske
modeller for
prediksjon av
underkjølt
skyvann**

Masteroppgave i
geofysikk

Geir Arne Waagbø

26. mars 2013



Sammendrag

Målet med dette arbeidet er å finne ut om moderne numeriske atmosfæremodeller klarer å varsle underkjølt skyvann og underkjølt regn. I den mye brukte atmosfæremodellen WRF (*Weather Research and Forecasting* [Skamarock et al. 2008]) er det de siste årene utviklet en rekke skyfysikkparameteriseringsskjemaer, og vi gjennomgår to av dem i detalj: Thompsonskjemaet [Reisner et al. 1998, Thompson et al. 2004, Thompson et al. 2008] og Morrisonskjemaet [Morrison et al. 2005A].

Som empirisk grunnlag prøver vi ut WRF-modellen med de to utvalgte skyfysikkskjemaene på noen tilfeller der vi har gode observasjoner av underkjølt skyvann. De observerte skyene er alle skandinaviske vintertilfeller av stratocumulus. Vi har to case ved Danmark der vi har fått tilgang til in-situmålinger av skyvanninnhold og dråpestørrelse i skyer med underkjølt skyvann i nærheten av Aarhus flyplass i februar 2012. I tillegg studerer vi underkjølte skyer over de sørøstlige delene av Norge i januar 2010 da det ble rapportert om betydelige isingsproblemer på fly.

Hovedresultatet i oppgaven er at WRF-modellen klarer å modellere skyene i de observerte casene på en god måte. Den generelle vær-situasjonen stemmer med observasjonene, og vi finner igjen skyer med de riktige egenskapene. Det er likevel noen mangler med hensyn til hvor høyt skyene ligger, og i noen av simuleringene som benytter Morrisonskjemaet blir det for lite nedbør.

Generelt gir Thompsonskjemaet bedre resultater enn Morrisonskjemaet. Ved å gjøre endringer i Thompsonskjemaet og kjøre modellen på nytt, klarer vi å avgrense en viktig forskjell til å være formuleringen av skyprosessene knyttet til snø. Særlig klarer vi å isolere mekanismen for hvordan snø samler opp underkjølt skyvann (riming) som den viktigste for å generere realistiske mengder nedbør med Thompsonskjemaet. Dette stemmer godt overens med vekten [Thompson et al. 2008] legger på representasjonen av størrelsesfordelingen, tettheten, den geometriske formen og fallhastigheten til snø, noe som igjen påvirker mekanismen for hvordan snø samler opp skyvann.

Takk

Mange takk til mine veiledere Jón Egill Kristjánsson og Bjørn Egil Nygaard for godt samarbeid gjennom en periode på nesten to år. Uten deres råd og veiledning ville jeg ikke ha kunnet gjennomføre dette arbeidet. Takk til Jakob Bork ved met.no som har vært behjelpelig med å finne fram isingsvarsler og annen bakgrunnsinformasjon om Gardermoen-caset i januar 2010. Takk også til Greg Thompson som velvillig har svart på spørsmål om skyfysikkskjemaet han har laget i WRF.

Abstract

The goal of this master thesis is to decide whether modern numerical atmospheric models are capable of predicting occurrences of supercooled cloud water and rain. The frequently applied model WRF (*Weather Research and Forecasting* [Skamarock et al. 2008]) has been equipped with a number of advanced microphysics schemes over the last few years. We consider two of these microphysics schemes in detail: The Thompson scheme [Reisner et al. 1998, Thompson et al. 2004, Thompson et al. 2008] and the Morrison scheme [Morrison et al. 2005A].

As empirical basis for our study we have chosen a few specific cases where we have reliable observations of supercooled cloud water. These cases are all Scandinavian winter time situations with stratocumulus clouds. We consider two cases in Denmark where we have gained access to in situ measurements of cloud water content and cloud droplet sizes in clouds that developed in the vicinity of Aarhus Airport in February 2012. In addition, we consider supercooled clouds that developed over the south-eastern parts of Norway in January 2010, when occurrences of severe icing were reported on aircrafts.

The main result is that the WRF model is indeed able to simulate the clouds in the cases considered. The general weather conditions in the simulations correspond well to the observations, and we are able to identify clouds in the simulations that correspond well to the observed clouds. There are some deficiencies with respect to the height of the clouds, and in some of the simulations using the Morrison scheme there is too little precipitation.

In general, the Thompson scheme gives better results than the Morrison scheme in the cases considered. By adjusting the Thompson scheme and rerunning the simulations, we are able to isolate an important difference to be the formulation of snow processes. In particular, the riming process for snow (i.e. snow collection of cloud droplets) is identified as crucial for producing realistic amounts of precipitation with the Thompson scheme. This corresponds well with the emphasis in [Thompson et al. 2008], where the representation of the size distribution, density, geometric form, and fall speed of snow are considered to be of primary importance - these features in the microphysics scheme are vital for the formulation of the riming process.

Innhold

1	Innledning	5
1.1	Hva er underkjølt skyvann?	5
1.2	Hvorfor forske på underkjølte skyer?	7
1.2.1	Ising på kraftledninger	7
1.2.2	Ising på vindturbiner	7
1.2.3	Ising på fly	8
1.2.4	Værvarsling og klimamodeller	8
1.3	To typer underkjølt regn	8
1.4	Et (mot)eksempel	9
1.5	Arbeidshypotese	13
1.6	Oversikt over resten av oppgaven	13
2	Teori	14
2.1	Numeriske modeller for atmosfærens dynamikk	14
2.1.1	Likninger for tørr luft	14
2.1.2	Diskretisering, numerisk integrasjon og prognostiske variable	16
2.1.3	Subgridprosesser og parameteriseringer	17
2.2	Vannsubstans, dråpedannelse og skyer	17
2.2.1	Egenskapene til vann	17
2.2.2	Vanndamptrykket i atmosfæren	18
2.2.3	Dråpedannelse	19
2.3	Parameteriseringer av atmosfærens mikrofysikk	20
2.3.1	Prognostiske variable for hydrometeorer	20
2.3.2	Størrelsesfordelinger og tomomentrepresentasjoner	22
2.3.3	Median volumdiameter (MVD) for skydråper	23
2.3.4	Bulkskjema versus bøtteskjema	25
2.4	Et enkelt mikrofysikkskjema: Kesslerskjemaet	25
2.5	Avanserte mikrofysikkskjemaer: Thompson og Morrison	28
2.5.1	Innledning	28
2.5.2	Partikkeltyper i Thompson- og Morrisonskjemaene	28
2.5.3	Morrisonskjemaet i WRF	29
2.5.4	Overmetning, skydannelse og kondensasjonsrate	30
2.5.5	Antall skydråper	31
2.5.6	Størrelsesfordelinger og fallhastigheter	33
2.5.7	Kildeprosesser for is	34

2.5.8	Autokonvertering fra skydråper til regn	37
2.5.9	Autokonvertering fra is til snø	37
2.5.10	Geometrisk form og tetthet av snø	38
2.5.11	Andre skyprosesser i Thompson- og Morrisonskjemaene	39
3	Metode og modelloppsett	40
3.1	Metodiske problemer knyttet til bruk av numeriske modeller	40
3.2	WRF/ARW	41
3.3	Vertikal koordinat og romlig diskretisering i WRF/ARW	42
3.4	Modelloppsett med nøstede domener	45
3.5	Ensemblekjøringer	46
3.6	Prøvekjøringer	47
3.6.1	Sensitivitet med hensyn til starttidspunkt	47
3.6.2	Nudging	49
3.6.3	Betydningen av horisontal oppløsning	49
3.6.4	Effekt av preskribert dråpeantall	51
4	Simulering av forekomster av underkjølt skyvann	53
4.1	Danmark februar 2012	53
4.1.1	Kattegat 8. februar 2012	53
4.1.2	Randers 17. februar 2012	64
4.2	Gardermoen januar 2010	72
4.2.1	Simulering med Thompsonskjemaet	76
4.2.2	Simulering med Morrisonskjemaet	83
5	Diskusjon og konklusjoner	87
5.1	Innledning	87
5.2	Underkjølt yr og autokonvertering i Thompson- og Morrisonskjemaene	88
5.3	Sammenlikning av isprosessene i Thompson- og Morrisonskjemaene	88
5.4	Hvor kommer snøen fra i Thompsonskjemaet?	89
5.4.1	Fra is til snø	89
5.4.2	Testkjøringer med utkobling av isprosesser	90
5.4.3	Riming er viktig i Thompsonskjemaet	90
5.4.4	Interaksjon mellom cumulus- og skyfysikkskjema	92
5.4.5	Snøprosesser i Thompsonskjemaet: Oppsummering	92
5.5	Sammenlikning med andre arbeider	93
5.6	Oppsummering av konklusjoner	94
5.7	Muligheter for videre forskning	94
A	Fortrankoden til Kesslerskjemaet	96
B	Algoritme for å beregne geopotensial på halvnivåer	99
C	Tilpasning av Morrisonskjemaet i WRF 3.4.1	100
	Bibliografi	101

Kapittel 1

Innledning

1.1 Hva er underkjølt skyvann?

Skyer er noe vi alle forholder oss til i vår daglige tilværelse og slik har det alltid vært, men det var først på 1800-tallet at skyer ble gjenstand for seriøse vitenskapelige studier og Luke Howard innførte sin berømte klassifisering av skyer (cirrus, cumulus, stratus) [Hamblyn 2001]. På denne tiden begynte man også med ballongferder slik at man kunne gjøre observasjoner i den frie atmosfæren. Men det var mye forvirring rundt hvordan skyer ble dannet og hva de bestod av, for eksempel var en teori om at skyer besto av vannbobler populær¹. Hvordan kunne man ellers forklare at skyene ikke falt ned?

Ved å bruke det termodynamiske begrepsapparatet som ble etablert i løpet av 1800-tallet, kan vi forklare at skyer dannes ved at fuktig luft løftes opp, ekspanderer og dermed kjøles ned adiabatisk. Ved tilstrekkelig nedkjøling når damptrykket *metning*, vanndampen kondenserer på aerosoler og danner skydråper. Skydråper er små vanndråper som typisk har en radius på 10 mikrometer. Skyer består av slike vanndråper, 20-1000 per kubikkcentimeter, eller av ispartikler og snø. Dråpene/partiklene påvirkes av gravitasjonen og faller sakte, men fallhastigheten utliknes ofte av vindens vertikale komponent. Partiklene kan vokse og dermed falle raskere, og kan til slutt falle ut av skyen som regn eller snø som når bakken.

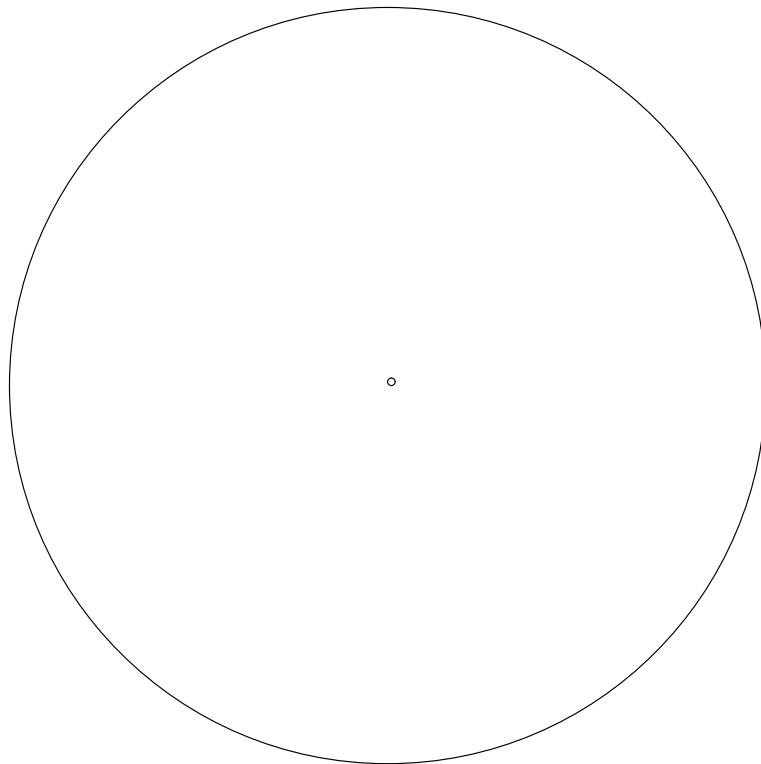


Figur 1.1: Lønahorgi på Voss, april 1961.
Bilde fra <http://met.no>.

¹Bobleteorien ble ikke endelig tilbakevist før langt ut på 1800-tallet [Pruppacher og Klett 2010].

Skydråper vil ikke nødvendigvis fryse selv om temperaturen i skyen faller under det vi normalt kaller frysepunktet. Frysepunktet ved 0°C er temperaturen der vann og is er i termodynamisk likevekt, men for at en gitt mengde vann skal fryse må en krystalliseringsprosess settes i gang. Det vil si at tilfeldige fluktasjoner av noen av vannmolekylene spontant danner en isspire. Dette er en stokastisk prosess som er avhengig av temperatur og tid, men også av mengden med vann og forekomsten av urenheter i vannet.

For å anskueliggjøre hvor liten en typisk skydråpe er, viser figur 1.2 størrelsesforholdet mellom en typisk regndråpe med radius 1mm og en typisk skydråpe med radius $10\mu\text{m}$. Skydråper er svært små, og selv om temperaturen i en slik dråpe er under 0°C kan det ta lang tid før noen av molekylene i dråpen orienterer seg slik at frysing faktisk inntreffer. Siden skydråpene svever rundt hver for seg, vil en isspire som oppstår i en av dråpene bare lede til frysing av denne ene dråpen. I en større mengde vann, for eksempel en vanndam, vil en isspire sette igang frysing av alt vannet. De termodynamiske egenskapene til en sky av dråper er derfor forskjellig fra egenskapene til andre ansamlinger av vann.



Figur 1.2: Illustrasjon av det typiske størrelsesforholdet mellom en regndråpe (radius 1mm) og en skydråpe (radius $10\mu\text{m}$)

Såkalt homogen frysing av skydråper krever temperaturer så lave som -35°C til -40°C , og er avhengig både av dråpens radius og nedkjølingsraten [Pruppacher og Klett 2010, figur 7.7]. Frysing av små dråper krever lavere temperaturer enn frysing av store dråper.

Homogen frysing av dråper i atmosfæren vil derfor normalt bare forekomme i cirrusskyer eller i toppen av skyer som er så høye at de når nivåer i troposfæren der temperaturen er

tilstrekkelig lav (for eksempel cumuluskyer). I andre skyer vil frysing av skydråper være *heterogen*, det vil si at en annen partikkel (en *iskjerne*) er involvert. Siden det ofte er få iskjerner tilgjengelig, så kan en sky godt inneholde mye flytende skyvann selv om temperaturen i skyen faller under frysepunktet.

Vanligvis består cirrusskyer av iskrystaller siden de befinner seg høyt i troposfæren der temperaturen er lavere enn -40°C . Om sommeren eller på lave bredder vil stratusskyer normalt være isfrie. Høye cumuluskyer kan bestå av en blanding av vann, is, snø, graupel og hagl.

1.2 Hvorfor forske på underkjølte skyer?

Fra et teoretisk perspektiv er det viktig å kunne modellere de fysiske skyprosessene knyttet til iskrystalldannelse, rett og slett fordi vi trenger å forstå, forklare og modellere det som skjer i naturen.

Fra et praktisk operasjonelt perspektiv er det viktig fordi underkjølt skyvann og underkjølt regn kan resultere i ising på strukturer som kraftledninger, vindturbiner og fly. Underkjølt skyvann eller regn som treffer en struktur med kald overflate vil fryse til is umiddelbart. Isingsraten er både avhengig av vanninnholdet per volumenhet og størrelsen på dråpene: Isingsraten øker både med høyere vanninnhold og høyere dråpestørrelse. Dråpestørrelsesbegrepet vi vil bruke i denne sammenhengen er median volumdiameter (MVD) som vi vil definere i kapittel 2.



Figur 1.3: Ising på flyvinge. Bilde fra <http://www.ucar.edu>.

1.2.1 Ising på kraftledninger

Kraftledninger kan kollapse dersom de ises ned av store mengder underkjølt skyvann. Dette kan skje hurtig under visse forhold, et spektakulært eksempel sees i figur 1.1. Ved hjelp av modellering kan man planlegge kraftgater slik at man unngår spesielt utsatte steder. For eksisterende kraftledninger kan isingsvarsler redusere faren for at skadelig islast bygges opp uten at noen er oppmerksom på det.

1.2.2 Ising på vindturbiner

Vindturbiner er sårbare for ising, så på samme måte som for kraftledninger er det viktig å plassere dem slik at de er minst mulig utsatt for ising. Hvis is bygges opp på en vindturbin

vil effekten reduseres og farlige situasjoner kan oppstå ved at isklumper kastes over større avstander.

1.2.3 Ising på fly

Ising på fly er svært farlig fordi islasten kan overskride flyets bæreevne, men også fordi flyets aerodynamiske egenskaper kan endres selv ved mindre mengder is. Piloter trenger derfor varsler om isingsfare for å planlegge sine flyvinger. De kan tilpasse seg forholdene både ved rutevalg og ved å benytte flyenes avisingsutstyr, som kan tilpasses graden av isingsfare.

Flymeteorologer varsler om fare for ising ved såkalte SIGMETs² som innholder varsler om MOD ICE eller SEV ICE for henholdsvis moderat og alvorlig isingsfare. For flyplasser både rapporteres og varsles det om isingsfare i METAR-meldinger³. Kodene som benyttes der er FZDZ for underkjølt yr og FZRA for underkjølt regn.

1.2.4 Værvarsling og klimamodeller

Under mange forhold, særlig på høye bredder som i Norge, er dannelse av iskrystaller en vesentlig faktor for igangsettelse av nedbørsprosesser [Wallace og Hobbs 2006, avsnitt 6.5.4], selv om det også kan regne fra en sky uten at isfasen har vært involvert. Så hvis man i en operasjonell værmodell er i stand til å varsle når og hvor det vil dannes iskrystaller vil man være bedre istand til å varsle når og hvor det vil bli nedbør.

Også i klimamodeller er det viktig å finne gode representasjoner av faseovergangene til vann siden strålingsegenskapene til en issky er forskjellige fra strålingsegenskapene til en vannsky. Dette påvirker albedoen til skyene, noe som i neste omgang påvirker sensitiviteten til klimasystemet [Hartmann 1994, avsnitt 9.7] [Liou 2002, avsnitt 8.4.5.2].

[Morrison et al. 2005B] tar for seg arktiske skyer. I motsetning til hva man skulle tro er vannfasen vanlig i arktiske skyer, og det finnes ingen enkel sammenheng mellom temperatur og forekomst av flytende skyvann. Generelt har eksisterende modeller en tendens til å underestimere LWP⁴. [Morrison et al. 2005B] argumenterer for at et avansert skyfysikkskjema kan bedre dette, og dermed bedre representere strålingsflukser og energibalansen ved bakken.

1.3 To typer underkjølt regn

Man kan altså få underkjølt skyvann ved at temperaturen i en sky faller under frysepunktet uten at skyvannet gjennomgår noen faseendring. Fra en slik sky kan man også få nedbør i form av underkjølt regn som kan nå bakken: Dette refereres til som *underkjølt varmt-regn* [Huffman 1988], siden prosessene som genererer nedbøren er de samme som i en varm sky. Denne formen for underkjølt skyvann og regn er krevende å simulere med

²Significant Meteorological Information: <http://metlex.met.no/wiki/SIGMET>

³<http://en.wikipedia.org/wiki/METAR>

⁴Liquid Water Path

numeriske modeller, særlig hvis man samtidig ønsker at den numeriske modellene skal simulere forekomster av is, snø og hagl på en god måte. Dette krever at alle de mikrofysiske skyprosessene og faseendringene er korrekt modellert. Det er slike vær-situasjoner og simuleringen av dem som vil være hovedfokus i denne oppgaven.

Underkjølt regn kan man også få på et annet vis, som opptrer forholdsvis hyppig i innlandet i Norge om vinteren. Denne mekanismen refereres til som en *smeltende is-prosess* [Huffman 1988]. Hvis man i utgangspunktet har kaldt vintervær og så får inn en varmfront, ligger forholdene godt til rette for underkjølt regn. Lufta i varmfronten vil presses opp over den kalde og tunge lufta. Hvis det under slike forhold dannes nedbør, kan det være slik at nedbøren faller som snø først, men at den smelter til regn i et varmt luftlag, og at dette regnet så faller ned i et kaldere luftlag nærmere bakken. Før det treffer bakken kan da regnet ha blitt underkjølt, og derfor treffe bakken som underkjølt regn. Denne formen for underkjølt regn er ikke like krevende å varsle, og vi vil ikke gå nærmere inn på denne typen av vær-situasjoner.

[Huffman 1988] anslår at ca. 25% av tilfellene av underkjølt regn er av typen underkjølt varmt-regn.

1.4 Et (mot)eksempel

Metoden vil vi benytte oss av i denne oppgaven er simulering av atmosfæren generelt og skyprosessene spesielt ved hjelp av numeriske modeller, noe som blir diskutert i detalj i kapittel 3. Men for å illustrere hva man får ut av slike modeller ser vi uformelt nærmere på et eksempel her.

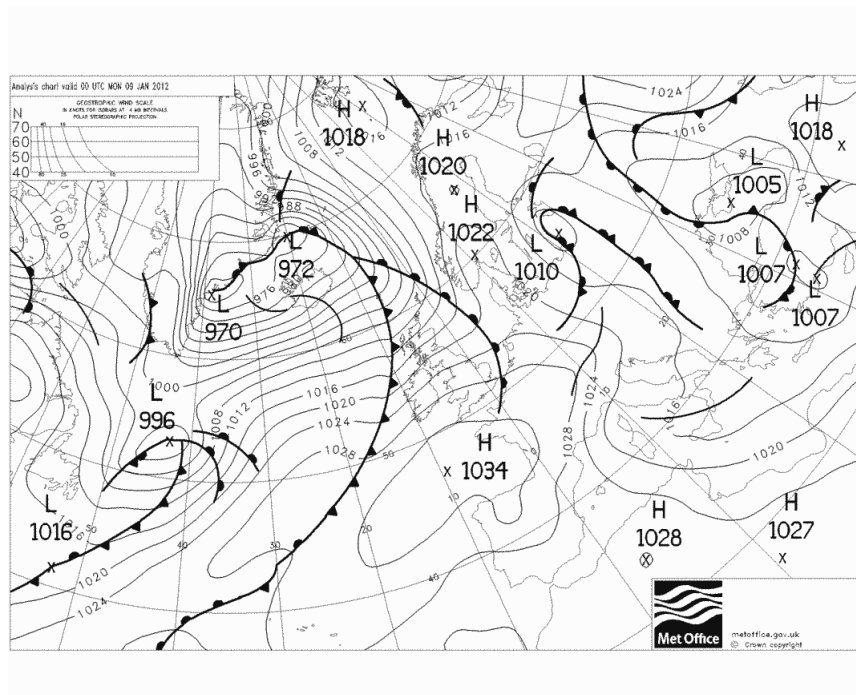
9. januar 2012 var en snøværsdag på Østlandet, på Gardermoen (60.2°N, 11.1°E) ble det registrert 6.1 mm nedbør (mellom 2012-01-09T06UTC og 2012-01-10T06UTC) og middeltemperaturen var -10.5°C . I figur 1.4 ser vi frontene som i løpet av denne dagen kom inn over Sør-Norge fra sørvest.

Hvis vi bruker meteorologidata fra denne dagen og simulerer atmosfæren over Gardermoen flyplass med WRF-modellen⁵ (på samme vis som vi vil gjøre med andre tilfeller i kapittel 4) får vi et resultat som i figur 1.5. Vi ser at det er mye snø i en sky som går fra bakken og flere tusen meter oppover i atmosfæren. Vi ser også at det er små mengder skyis høyt i troposfæren. Bare i et lite område i 3000 meters høyde finner vi litt skyvann.

I figur 1.6 og 1.7 har vi plottet konturer av relativ fuktighet med hensyn til henholdsvis vann og is. I disse figurene ser vi at det er undermetning med hensyn til vann bortsett fra i et mindre utsnitt rundt forekomsten av skyvann. Men det er overmetning med hensyn til is i nesten hele domenet - den relative fuktigheten med hensyn til is er over 120% i noen områder høyt oppe i troposfæren.

En plausibel forklaring på det vi ser i figur 1.5, 1.6 og 1.7 er at skyen strekker seg så høyt i troposfæren at det dannes is homogent. Tre mekanismer blir da særlig viktige med hensyn til å flytte masse fra skyvannkategorien til is- og snøkategoriene:

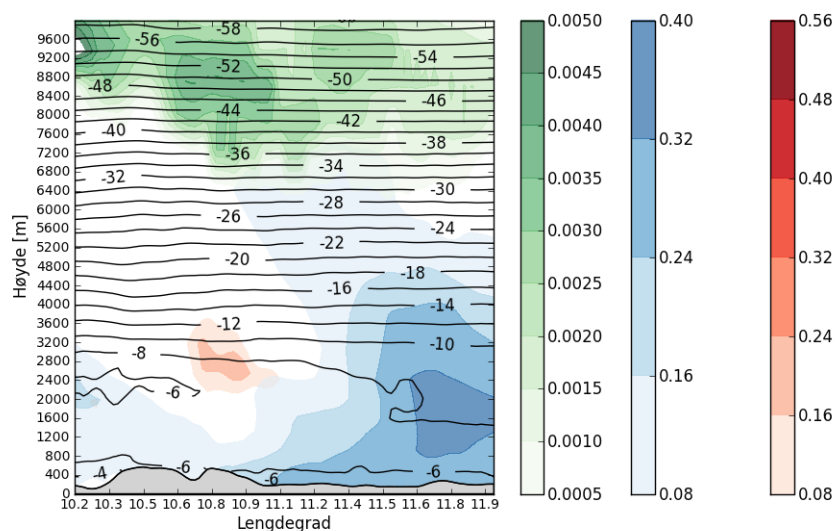
⁵WRF beskrives i kapittel 3. WRF er her kjørt med Thompsonskjemaet, se kapittel 2.



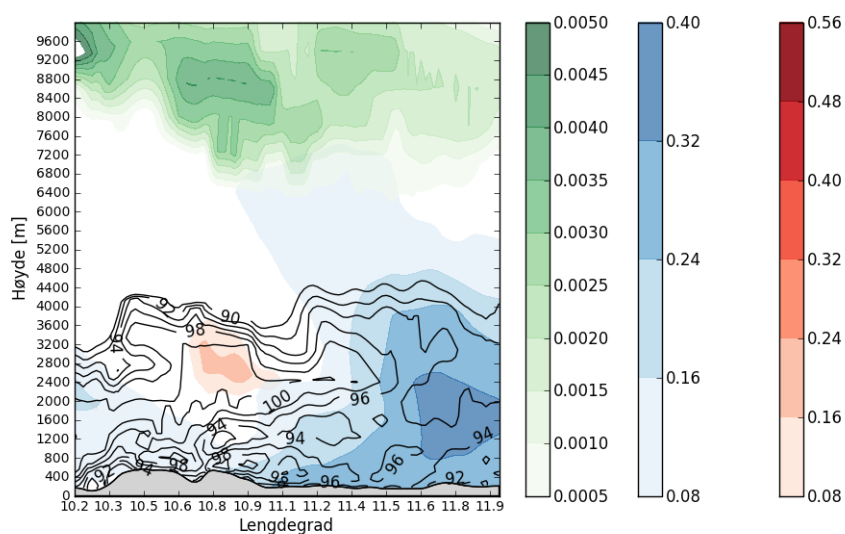
Figur 1.4: Synoptisk kart 9. januar 2012 kl 00:00Z, analyse fra UK Met Office. Lastet ned fra <http://www.wetterzentrale.de/topkarten/fsfaxbra.html>.

1. **Wegener-Bergeron-Findeisen-mekanismen (diffusjon)** [Korolev 2007]: Metningstrykket med hensyn til is er lavere enn med hensyn til vann. Snø- og ispartiklene i skyen vil vokse ved diffusjon og senker dermed damptrykket. Når dette faller under metning med hensyn på vann vil skydråpene fordampe: Figur 1.8 viser hvordan en iskrystall i en sky kan vokse omtrent som en gjøkunge i et fuglereir.
2. **Oppsamling (riming)**: En is- eller snøpartikkel som faller gjennom en sky med underkjølte skydråper kan vokse ved at den kolliderer med og slår seg sammen med slike dråper. Siden dråpene er underkjølte vil de fryse momentant.
3. **Hallett-Mossop-mekanismen (ismultiplikasjon)** [Hallett og Mossop 1974]: En mekanisme som via en form for kjedereaksjon kan føre til at en sky forvandles fra en sky med skyvann til en sky med is og snø. Mekanismen er at ispartikler som vokser raskt ved oppsamling blir ustabile og splintrer av mange mindre ispartikler som hver for seg virker som nye iskjerner. Denne mekanismen flytter ikke i seg selv mye skyvann over i is kategorien, men når den er aktiv bidrar den med veldig mange nye ispartikler som kan vokse ved diffusjon og riming. Mekanismen er nærmere beskrevet i avsnitt 2.5.7.

Eksemplet illustrerer hva som *fjerner* underkjølt skyvann fra en sky, og det at en gitt skydråpe fryser til is er ikke den viktigste mekanismen: De fleste skydråpene forsvinner ved at de enten samles opp av en is- eller snøpartikkel, eller ved at de fordamper fordi damptrykket faller under metning. Men for å få igang disse prosessene må det dannes noen ispartikler på annet vis først. Så i dette tilfellet er det ikke homogen frysing som er den viktigste



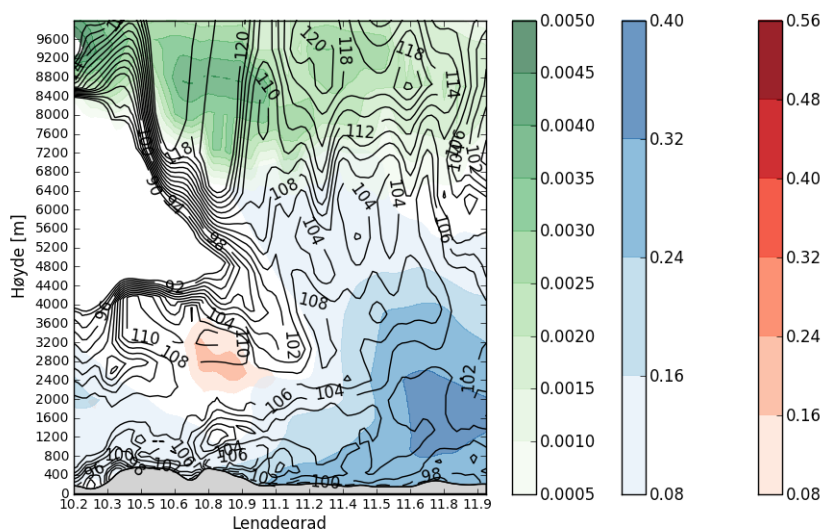
Figur 1.5: 9. januar 2012 kl 11:00Z. Forekomst av snø (blå konturer), is (grønne konturer) og skyvann (røde konturer) i atmosfæren vest-øst langs breddegrad 60.2, alle i gm^{-3} . Inkluderer også temperaturkonturer i grader Celsius.



Figur 1.6: 9. januar 2012 kl 11:00Z. Relativ fuktighet med hensyn til vann, svarte konturlinjer, vest-øst langs breddegrad 60.2. Inkluderer også forekomst av snø (blå konturer), is (grønne konturer) og skyvann (røde konturer), alle i gm^{-3} .

mekanismen for å konvertere skyvann til is, men den er avgjørende for å *sette igang* de andre mekanismene.

I det aktuelle tilfellet er det med stor sannsynlighet Wegener-Bergeron-Findeisen-



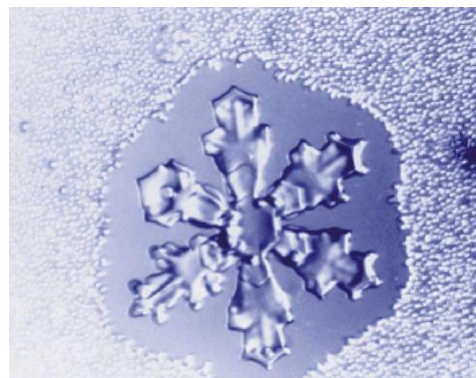
Figur 1.7: 9. januar 2012 kl 11:00Z. Relativ fuktighet med hensyn til is, svarte konturlinjer, vest-øst langs breddegrad 60.2. Inkluderer også forekomst av snø (blå konturer), is (grønne konturer) og skyvann (røde konturer), alle i gm^{-3} .

mekanismen og oppsamling som har fjernet skyvannet, siden Hallett-Mossop-mekanismen bare er effektiv ved temperaturer mellom $-3^{\circ}C$ og $-8^{\circ}C$ (se avsnitt 2.5.7).

For å finne eksempler på skyer som har underkjølt skyvann må vi søke etter kalde skyer som er anderledes enn den i eksempelet ovenfor. Noen momenter som kan bidra til dette er:

1. Et inversjonslag kan hindre skyen i nå områder i troposfæren som er kalde nok for homogen frysing.
2. Orografisk løfting kan føre til skydannelse av en "fersk" sky der isprosessene ikke har hatt nok tid til å virke.

Det er velkjent at Østlandsområdet i Norge er utsatt for skyer med underkjølt skyvann under visse værforhold på vinterstid, eksempelvis gjorde Airbus en testflyving til Gardermoen med den nye A380-maskinen i desember 2007 for å oppsøke isingsforhold. En hyppig forekommende værtilstand er at det er et høytrykk øst for Skandinavia, noe som setter opp



Figur 1.8: Wegener-Bergeron-Findeisen-mekanismen: Bildet viser hvordan en iskrystall vokser på bekostning av vanndråper. Bildet er hentet fra [Wallace og Hobbs 2006]

sørøstlige vinder inn over Østlandet. Topografien er slik at lufta løftes orografisk og hvis lufta da er tilstrekkelig fuktig får man skydannelse (se for eksempel figur 4.35). I kapittel 4 vil studere et slikt tilfelle i detalj.

1.5 Arbeidshypotese

Hypotesen vi tar utgangspunkt i er at moderne numeriske atmosfæremodeller i kombinasjon med avanserte skyfysikkskjemaer klarer å gjenskape situasjoner med underkjølt skyvann og regn. Ved hjelp av modellkjøringer ønsker vi å verifisere at slike modeller klarer å simulere dynamikken og skyprosessene på en slik måte at skyer med riktig vanninnhold og temperatur oppstår. I tillegg så bør nedbørsprosesser bli riktig representert slik at det felles ut nedbør i riktig fase (regn eller snø) og i riktig mengde. Over tid bør det også akkumuleres korrekt mengde nedbør i forhold til observasjonene.

Ikke alle fenomener i atmosfæren har like god prediktabilitet [Kalnay 2003], og selv om vi benytter de beste atmosfæredata som er tilgjengelig (ERA Interim, se kapittel 3), så vil både initialtilstanden til modellen og modellen selv bidra til unøyaktigheter. Det er derfor grenser for hvor stor grad av presisjon man kan forvente at simuleringene skal gjenskape observasjonene. Det viktigste er at den generelle vær-situasjonen er til å kjenne igjen. Derneft ønsker vi å sammenlikne modellens tilstand med så mange detaljerte observasjoner som mulig. For noen av tilfellene vi ser på har vi in-situmåinger av skyvann og dråpestørrelse, samt satelittbilder. I andre tilfeller må vi nøye oss med å sammenlikne med METAR-meldinger, og vanlige meteorologiske bakkeobservasjoner av vind, temperatur og nedbør. Det er viktigere at modellen har samme mengde akkumulert nedbør over tid som den observerte, enn at nedbøren faller på nøyaktig samme tidspunkt som observert.

1.6 Oversikt over resten av oppgaven

I kapittel 2 vil vi ta for oss det teoretiske grunnlaget for numerisk modellering av atmosfæren generelt, og av skyer spesielt. Parameteriseringsskjemaer for mikrofysikken i skyer står sentralt, og vi går nærmere inn på Thompson- og Morrisonskjemaene som er spesielt viktige når det gjelder å modellere underkjølt skyvann.

Kapittel 3 er metodekapitlet der vi gjør rede for den numeriske modellen (WRF) og modelloppsettet vi benytter.

Kapittel 4 presenterer de konkrete tilfellene (casene) vi har valgt ut:

1. Danmark februar 2012.
2. Gardermoen januar 2010.

I kapittel 5 diskuterer og evaluerer vi modellen i lys av resultatene.

Kapittel 2

Teori

2.1 Numeriske modeller for atmosfærens dynamikk

2.1.1 Likninger for tørr luft

Bevegelsene til lufta i atmosfæren kan modelleres med utgangspunkt i makroskopiske og målbare størrelser som vind, trykk, temperatur og tetthet. Her er vinden \vec{v} et vektorfelt, mens trykk p , temperatur T og tetthet ρ er skalarer. De uavhengige variablene er de romlige variablene x , y , z og tiden t . Vinden representeres ved de avhengige variablene u , v og w i henholdsvis x -, y - og z -retningen. Enhetsvektorene langs x -, y - og z -aksene er \vec{i} , \vec{j} og \vec{k} , og $\vec{v} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$.

En fluidmekanisk betraktningsmåte leder fram til en dynamisk modell med de velkjente likningene som beskriver bevegelsene i atmosfæren [Weber 2011]:

1. Navier-Stokes (i et referansesystem som følger jordrotasjonen), tre likninger for u , v og w :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -f u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \nu \nabla^2 w \quad (2.3)$$

Her er f coriolisparameteren, g tyngdeaksellerasjonen og det siste leddet i hver likning representerer friksjon (med ν som en viskositetsparameter). Venstresiden av disse likningene kan også uttrykkes ved differensialoperatoren $\frac{d}{dt}$ som er gitt ved:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla. \quad (2.4)$$

Ved å benytte denne sammen med vektornotasjon kan de tre likningene kompakt

uttrykkes ved

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -f\vec{k} \times \vec{v} - \frac{1}{\rho}\nabla p - g\vec{k} + \nu\nabla^2\vec{v}. \quad (2.5)$$

2. Kontinuitet, massebevaring av luft:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \vec{v} = 0. \quad (2.6)$$

Det er ikke uvanlig å betrakte forenklinger av denne likningen, særlig fordi man i numeriske modeller ønsker å utelukke akustiske bølger fra løsningene. For det første er det fordelaktig å dekomponere ρ i en statisk og en dynamisk komponent: $\rho = \rho_0 + \rho'$, der $\rho' \ll \rho_0$. Forenklingene kan så gjøres ved å begrense hvilke uavhengige variable ρ_0 er en funksjon av (for eksempel $\rho_0 = \rho_0(z)$), samt å betrakte $\rho' \simeq 0$ i noen av leddene der denne faktoren forekommer. Den mye brukte Boussinesq-antakelsen er en variant av dette der man neglisjerer ρ' bortsett fra i oppdriftsleddet der ρ' forekommer sammen med g i den vertikale bevegelseslikningen. Inkompressibilitet av luft ($\rho = \text{const}$, noe som impliserer $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$) er ikke noen god tilnærming for atmosfæren.

3. Tilstandslikningen for ideell gass:

$$p = \rho R_d T, \quad (2.7)$$

der R_d er gasskonstanten for tørr luft.

4. Termodynamikkens første lov:

$$dq = c_p dT - \alpha dp, \quad (2.8)$$

der c_p er varmekapasiteten til tørr luft (ved konstant trykk) og $\alpha = 1/\rho$. dq er et diabatisk pådrag av oppvarming, f.eks. soloppvarming - for en adiabatisk prosess er $dq = 0$.

Med disse likningene er det seks likninger og seks ukjente: u, v, w, p, T, ρ .

Likningssystemet har ingen kjent generell analytisk løsning - en variant av problemet er blant de syv milleniumsproblemene i matematikk annonsert av Clay Mathematics Institute [Fefferman 2000].

Likningene kan skaleres og tilnærminger kan anvendes. For det første kan man ofte neglisjere friksjonsleddet $\nu\nabla^2\vec{v}$. En annen vanlig tilnærming er å redusere Navier-Stokes i vertikalen til *hydrostatisk balanse*, dvs. at $\frac{dw}{dt} = 0$ slik at

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g. \quad (2.9)$$

Men når man skal modellere skyer, særlig konvektive skyer, kan man ikke se bort i fra $\frac{dw}{dt}$, dvs. hvordan den vertikale vinden endrer seg med tiden: Skyer dannes nettopp i oppstigende luft ($w > 0$), men for at det skal være tilfelle for en luftpakke i modellen må

$\frac{dw}{dt} > 0$ for luftpakken på et eller annet tidspunkt. Så de numeriske modellene vi vil benytte er såkalte *ikke-hydrostatiske* modeller [Laprise 1992].

I analytiske studier jobber man oftest med forenklinger av likningssystemet. Fordelen med numeriske modeller er at man kan operere med de primitive likningene uten større forenklinger, se for eksempel [Skamarock et al. 2008, avsnitt 2.2].

2.1.2 Diskretisering, numerisk integrasjon og prognostiske variable

I en numerisk atmosfæremodell løses ulike varianter av likningene definert i avsnitt 2.1.1 numerisk på en datamaskin. Teorien for hvordan man gjør dette er omfattende, en introduksjon er for eksempel [Røed 2011].

En første forutsetning for å kunne løse likningene numerisk er at man lager en diskret oppdeling av jordas atmosfære. Det vil si at man må dele rommet inn i et gitter, i form av et horisontalt mønster (f.eks. 1 km) og vertikale lag (f.eks. 100 m). Jordas kuleform er en utfordring, man må derfor på et eller annet vis projisere kuleformen til et plan, eksempelvis ved polarstereografisk projeksjon. Diskretiseringen påvirker formuleringen av likningene, særlig hva slags vertikalkoordinat man velger: Det har vist seg hensiktsmessig i mange sammenhenger å benytte en form for trykkoordinat i stedet for z .

Tiden må også diskretiseres, og man må bestemme et tidsskritt for integrasjonen (f.eks. 15 min). Tidsskrittet må velges med utgangspunkt i den romlige oppdelingen - hvis man velger for langt tidsskritt kan den numeriske beregningen bli ustabil [Røed 2011].

Mer detaljert beskrivelse av projeksjonen og diskretiseringen i den modellen som er benyttet i denne oppgaven (WRF) finnes i kapittel 3.

I en numerisk modell kan man fra en initiell tilstand integrere framover i tid og dermed forutsi verdien til variablene i tid og rom. Slike variable sies derfor å være *prognostiske*. Andre variable kan avledes (f.eks. kan tetthet avledes fra trykk og temperatur), slike variable betegnes som *diagnostiske*.

Man kan også tenke på de prognostiske variablene som de det er allokert minne for i modellen, dvs. for hver celle i gitteret beregner man, for hvert tidsskritt, en ny verdi for hver prognostisk variabel. Diagnostiske variable trengs bare temporært i beregninger og ved generering av resultatfiler, og er derfor ikke like ressurskrevende som prognostiske variable. Typisk har man et tredimensjonalt array med flyttall indeksert med i , j og k for hver prognostisk variabel. Dette betyr at man for hver ny prognostisk variabel må allokere mer minne, og for hvert tidsskritt må man regne ut variabelens verdi for hver celle i gitteret (dvs. for hver kombinasjon av i , j og k). Det ekstra minneforbruket for hver prognostisk variabel blir betydelig dersom man har et finmasket gitter. Konklusjonen blir at antall prognostiske variable i modellen må begrenses i forhold til størrelsen på arbeidsminnet og prosessorhastigheten til kjøretidsmiljøet¹ for modellen.

¹Begrepet *kjøretidsmiljø* refererer til maskinvare, lagringssystem, nettverk, operativsystem og annen programvare som skal til for å kjøre en numerisk modell.

2.1.3 Subgridprosesser og parameteriseringer

Den dynamiske modellen presentert i avsnitt 2.1.1 er langt fra tilstrekkelig, mange viktige fysiske prosesser i atmosfæren fanges ikke opp. Dette gjør at modellens prognose ikke vil samsvare særlig godt med bevegelsene i den virkelige atmosfæren, spesielt ved lengre simuleringer. Som Arakawa uttrykker det [Arakawa 1997]: "... *the collective effects of unresolved processes cannot be totally ignored and, therefore, they must be formulated in terms of the resolvable-scale variables. This is the problem of parameterization in atmospheric modelling.*"

De viktigste fenomenene som ikke er med er [Arakawa 1997, Kalnay 2003]:

1. Turbulente prosesser i grenselaget og bakkelaget.
2. Strålingsprosesser og kjemiske prosesser.
3. Prosesser knyttet til vanndamp, hydrometeorer og skyer (skydråper, regndråper, iskrystaller og snø), f.eks. kondensasjon, fordampning, frysing og smelting.

Filosofisk sett kan man forstå mange av disse prosessene som *justeringsmekanismer* [Arakawa 1997]; termodynamikkens første og annen lov krever at naturen utlikner ustabiliteter og søker mot termodynamisk likevekt. Faseoverganger som kondensasjon/fordampning og frysing/tining av vann skjer *fordi* det bringer det fysiske systemet nærmere en termodynamisk likevekt [Schroeder 2000].

Problemet med disse prosessene er at de skjer på en helt annen skala enn den dynamiske modellen. Eksempelvis skjer kondensasjon og fordampning av vanndamp på en romlig skala 10^{-6} meter. Til sammenlikning er modellens skala i beste fall 100 meter. Man snakker derfor om *subgridprosesser*, og måten å representere dem på i modellen kalles *parameteriseringer* (avsnitt 2.3).

2.2 Vannsubstans, dråpedannelse og skyer

I den enkle modellen skissert i avsnitt 2.1 er ikke vanndamp eller andre former for vannsubstans i atmosfæren medregnet, dvs. modellen er for *tørr* luft. I virkeligheten utgjør vanndamp en liten og varierende (0-4%), men viktig andel av atmosfærens sammensetning. Vannsubstans i forskjellige faser og former er viktige for bevegelsene i atmosfæren, særlig de termodynamiske effektene knyttet til kondensasjon (dvs. skydannelse) og fordampning. Hvordan dette innarbeides i modellen vil vi diskutere i mer detalj i avsnitt 2.3.

2.2.1 Egenskapene til vann

Selv om vannsubstans er noe vi omgis av og blir fortrolig med i vårt dagligliv, er det viktig å ikke forledes til å tro at det derfor er en enkel sak å beskrive de fysiske egenskapene til vann. Egenskapene til et vannmolekyl er langt fra trivielle, den molekylære strukturen til vann og is er komplisert, og de fysiske prosessene knyttet til fordampning, kondensasjon, frysing og smelting er intrikate og krever moderne fysikk for å gjøres rede for (f.eks. statistisk mekanikk

[Schroeder 2000]). Det vil føre for langt her å beskrive vannsubstans i detalj, men det finnes mye litteratur på området [Pruppacher og Klett 2010, kapittel 3-6].

2.2.2 Vanndamptrykket i atmosfæren

Vanndamptrykket e i atmosfæren er partialtrykket til vanndampen i lufta, man antar her at lufta i atmosfæren er en ideell gass. *Metningstrykket* e_s er definert som det trykket dampen har når den er i likevekt med en vannflate, for eksempel slik det blir i en tildekket kasserolle med vann. Det viser seg at metningstrykket til vanndamp bare er avhengig av temperaturen, se den røde kurven i figur 2.1.

Blandingsforholdet til vanndamp q_v er relatert til damptrykket e ved den ideelle gasslikningen for vanndamp ($e = \rho_v R_v T$) og at $q_v \rho = \rho_v$. Ved også å bruke gasslikningen for tørr luft får vi da at

$$q_v = \frac{\rho_v}{\rho} = \frac{e}{R_v T} \frac{R_d T}{p - e} = \varepsilon \frac{e}{p - e}, \quad (2.10)$$

der $\varepsilon = R_d/R_v$. Siden $e \ll p$, er det en god tilnærming at

$$q_v = \varepsilon \frac{e}{p}. \quad (2.11)$$

Metningsblandingsforholdet for vanndamp q_{vs} kan derfor tilnærmes ved

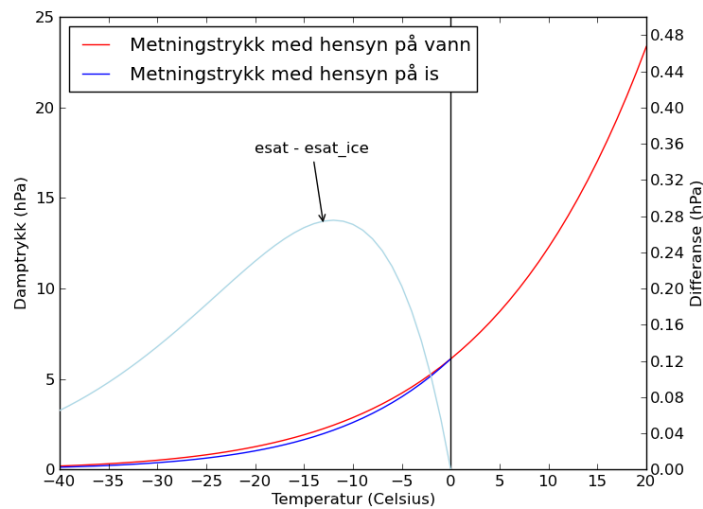
$$q_{vs} = \varepsilon \frac{e_s}{p}. \quad (2.12)$$

Vannmolekyler *sublimerer* fra en isflate på samme måte som de fordampes fra en vannflate. Så metningstrykket med hensyn til en isflate er definert helt analogt til metningstrykket med hensyn til en vannflate. Men det viser seg at metningstrykket med hensyn til is er litt lavere enn med hensyn til vann. Dette er viktig for visse skyprosesser. Figur 2.1 viser metningstrykket med hensyn til vann og is, og viser også differansen - det er denne differansen som gir opphav til Wegener-Bergeron-Findeisen-mekanismen beskrevet i avsnitt 1.4. Legg merke til at differansen har et maksimum rundt -12°C .

En viktig sammenheng som kalles Clausius-Clapeyron's likning er at

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{L e_s}{R_v T^2}, \quad (2.13)$$

der L er fordampningsvarmen til vann, R_v er gasskonstanten for vanndamp og T er i Kelvin. Sammenhengen er generell og gjelder også for is dersom man bytter ut verdien for L med den som gjelder for is. Likningen er enkel å løse med hensyn på e_s dersom man antar at L er konstant, og løsningen blir en eksponentialfunksjon som omtrent svarer til kurven i figur 2.1. Men i virkeligheten er også L en funksjon av temperatur, både for vann og is, så da blir likningen straks vanskeligere å løse analytisk [Rogers og Yau 1989, kapittel 2].



Figur 2.1: Metningstrykk for vanndamp med hensyn til en vannflate (rød kurve, venstre akse) og med hensyn til en isflate (blå kurve, venstre akse). Lyseblå kurve og høyre akse viser differansen mellom metningstrykket med hensyn til vann og metningstrykket med hensyn til is. Grafene er laget ved å anvende tilnærmingsformlene 2.16 og 2.17 i [Rogers og Yau 1989].

2.2.3 Dråpedannelse

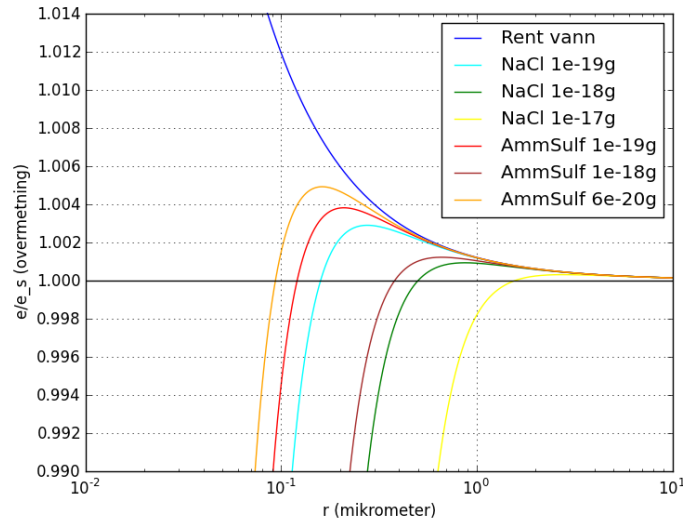
Vanndråper og iskrystaller i atmosfæren er ikke helt rene, dvs. de vil som regel inneholde andre ting enn vannmolekyler. Både naturlige og menneskeskapte prosesser gjør at lufta inneholder store mengder partikler (*aerosoler*), typisk 10^4 partikler per kubikkcentimeter [Wallace og Hobbs 2006, avsnitt 5.4]. Aerosolene i atmosfæren kommer fra en rekke ulike kilder:

1. Biologiske kilder.
2. Saltpartikler fra havoverflaten.
3. Partikler virvlet opp for jordas overflate.
4. In-situdannelse i atmosfæren der gasser kondenserer og danner partikler, særlig gjelder dette svovelforbindelser.

Aerosoler har sin egen livssyklus i atmosfæren, men mange ender opp i vanndråper og iskrystaller. Disse urenhetene i vann vil ofte påvirke eller være et resultat av de fysiske prosessene, som derfor sies å være *heterogene*. All dråpedannelse i atmosfæren er heterogen, dvs. dråpene dannes på aerosoler [Rogers og Yau 1989, kapittel 6].

Aerosolene det dannes skydråper på kalles også for CCN'er (*Cloud Condensation Nuclei*). *Köhlerkurver* beskriver hvordan en dråpe dannes (*aktiveres*) når damptrykket når overmetning: Figur 2.2 viser Köhlerkurver for et antall aerosoltyper. Köhlerkurven for en aerosol av en gitt type og masse viser hvilken overmetning som må til for å *aktivere* en skydråpe på aerosolen

- en aktivert dråpe kan vokse videre ved kondensasjon. Legg merke til at en dråpe kan dannes på en aerosol selv ved et damptrykk som er mindre enn den overmetningen som skal til for å aktivere dråpen, men i motsetning til skydråper vil slike dråper (*disdråper*) ikke vokse videre ved kondensasjon uten først å bli aktivert.



Figur 2.2: Köhlerkurver [Rogers og Yau 1989, likning 6.6] for to aerosoltyper (salt og ammoniumsulfat) og ulike aerosolmasser.

Når vanndamptrykket når metning et sted i atmosfæren vil det nesten alltid være nok aerosoler tilgjengelig til at det dannes en sky. I en typisk sky vil det være 100 til 300 dråper per kubikkcentimeter. Hvis vi regner $10 \mu m$ som en typisk radius for en skydråpe kan et typisk innhold av flytende vann (LWC^2) i en sky være

$$200 \times 10^6 \times \frac{4}{3} \pi (10^{-5})^3 \times 10^6 \text{ gm}^{-3} = 0.84 \text{ gm}^{-3}.$$

Selv i en sky vil mesteparten av vannet være i form av damp, f.eks. hvis temperaturen i skyen er $0^\circ C$ og skyen ligger i en høyde der $p = 850 \text{ hPa}$, vil

$$q_v \rho \simeq \rho \varepsilon \frac{e_s}{p} \simeq 0.622 \frac{6.11}{850} \text{ gm}^{-3} = 4.5 \text{ gm}^{-3}.$$

2.3 Parameteriseringer av atmosfærens mikrofysikk

2.3.1 Prognostiske variable for hydrometeorer

I denne oppgaven vil vi være mest opptatt av vannsubstans og hvordan man parameteriserer de tilhørende prosessene i modellen. Vannsubstans vil finnes i tre faser og mange former:

²Liquid Water Content

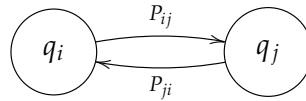
vanndamp, dråper og forskjellige former for is og snø (*hydrometeor*³). Fra naturens side er det ikke et skarpt avgrenset sett av former, bortsett fra at man har de tre fasene is, vann og damp som forekommer ved atmosfæriske temperaturer. Vi trenger ikke i utgangspunktet ta stilling til hvilke former som er interessante å representere i modellen, men vi kan anta at det er endelig mange og innføre prognostiske variable:

$$q_1, q_2, \dots, q_k$$

der q_i er et blandingsforhold i kilo per kilo tørr luft for vannsubstanstype (eller partikkel-type) i .

For hver av variablene q_1, q_2, \dots, q_k vil vi legge til en kontinuitetslikning basert på massebevaring med det vanlige adveksjonsleddet (og eventuelt diffusjonsledd i tillegg), og i tillegg får vi kilder og sluk mellom de forskjellige formene for vann:

$$P_{ij} \text{ for alle } i, j \in \{1, \dots, k\} \text{ og } i \neq j.$$

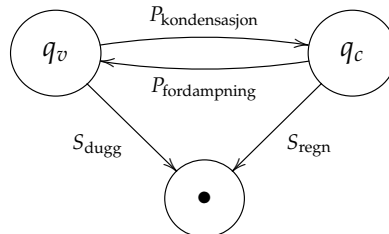


Figur 2.3: Parameteriseringer

Likningen for massebevaring (kontinuitetslikningen) får da formen [Kalnay 2003] (side 35):

$$\frac{\partial \rho q_i}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \vec{v} q_i) + \rho \sum_{m=1}^k P_{mi} - \rho \sum_{m=1}^k P_{im} - \rho S_i \quad (2.14)$$

For eksempel, som illustrert i figur 2.4, vil dråpedannelse kunne representeres som $P_{\text{kondensasjon}}$ som er et sluk for vanndamp q_v og en kilde for dråper q_c , mens $P_{\text{fordampning}}$ vil representere fordampning av dråper. Noen av formene vil dessuten kunne falle ut som nedbør på bakken, f.eks. kan vi ha med sluk S_{dugg} og S_{regn} som representerer dette. Men duggfall på bakken (og fordampning fra bakken) hører normalt hjemme i bakkeskjemaet og ikke i skyfysikkskjemaet.



Figur 2.4: Vanndamp og dråper

³I numeriske modeller er det vanlig å advektere skydråper med den luftpakken de finnes i, det vil si at man ser bort i fra fallhastigheten. Så da blir det strengt tatt uriktig å referere til skydråper som hydrometeor.

Utfordringen blir å finne likninger for alle P_{ij} . I utformingen av likningene må man begrense seg til de variablene man har i modellen - dvs. de fenomenene som skjer på liten skala må relateres til variable på modellens skala.

Hvis man introduserer en finkornet inndeling av de forskjellige formene for vann vil man måtte ha veldig mange likninger for kilder/sluk. Eksempelvis, opererer [Reisner et al. 1998] med seks q_i -variable (og tre N_i -variable, se avsnitt 2.3.2). De ender opp med ca. 40 likninger for å beskrive de relevante overgangene.

2.3.2 Størrelsesfordelinger og tomomentrepresentasjoner

I tillegg til blandingsforholdet q kan man også introdusere prognostiske variable N for *antall partikler* per volumenhet for en eller flere hydrometeor typer. Disse partikkeltypene sies da å ha en *tomomentrepresentasjon*. Det er vanlig å innføre N for regn, snø og hagl. Siden partikler kan oppstå ved nukleasjon, og forsvinne ved fordampning, smelting eller oppsamling, er ikke det totale partikkelantallet noen bevart størrelse. Kontinuitetslikningene for partikkelantallet må inkludere parameteriseringer for disse prosessene.

Man antar at partiklene har en kjent størrelsesfordeling, f.eks. som en Marshall-Palmer fordeling [Rogers og Yau 1989, kapittel 10]:

$$N(D) = N_0 e^{-\lambda D}. \quad (2.15)$$

Her er N_0 y-aksekreisepunkt og λ formparameter. D er diameteren til partikkelen (smeltet, hvis is eller snø), som antas å ha en kuleform. Dette regnes som en brukbar tilnærming for størrelsesfordelingen til regndråper ved vedvarende regn på midlere bredder [Rogers og Yau 1989, kapittel 10], men for skydråper eller andre hydrometeorer (eller andre typer regn) er det bedre å anta en mer generell gammafordeling:

$$N(D) = N_0 D^\mu e^{-\lambda D}. \quad (2.16)$$

Sammenhengen mellom $N(D)$ og størrelsesfordelingen er at $N(D)dD$ er antall partikler med diameter i intervallet $(D, D + dD)$.

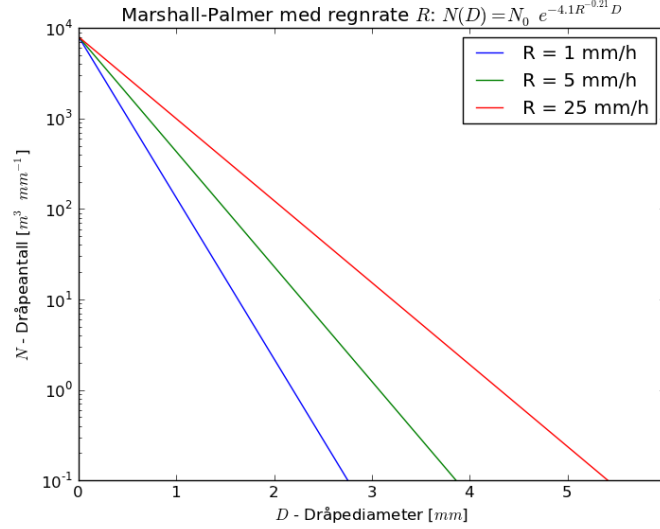
I disse fordelingene er ikke nødvendigvis N_0 , λ og μ konstanter, men hvis man vet det totale antallet partikler, blir de enklere å bestemme. F.eks. hvis man antar en Marshall-Palmer fordeling så blir

$$N = \int_0^\infty N(D)dD = \int_0^\infty N_0 e^{-\lambda D}dD = \frac{N_0}{\lambda}. \quad (2.17)$$

I mange sammenhenger er det interessant å integrere over størrelsesfordelingene, f.eks. som vi nettopp så, vil antall partikler per volumenhet være gitt ved $\int_0^\infty N(D)dD$, og den totale massen av en meteortype per volumenhet vil være gitt ved

$$q\rho = \int_0^\infty \frac{\pi}{6} \rho_w D^3 N(D)dD, \quad (2.18)$$

der ρ_w er tettheten til vann.



Figur 2.5: Marshall-Palmer fordeling.

Det vi ser her er at *momentene* til størrelsesfordelingen er viktige, for eksempel så er antall partikler lik det 0'te momentet, førstmomentet delt på N gir den midlere dråpestørrelsen (se avsnitt 3.6.4), og den totale massen av en meteortype er proporsjonal med det tredje momentet. Vi vil også se eksempler på ikke-heltallige momenter, det vil si at eksponenten til D ikke er et heltall. Når integraler av denne typen skal løses må man huske definisjonen av gammafunksjonen [Rottmann 1960]:

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty D^{z-1} e^{-D} dD, \quad (2.19)$$

(definert for $z \in \mathbb{C}$ med positiv realdel) slik at integralene vi er interessert i kan løses analytisk:

$$\int_0^\infty D^x e^{-\lambda D} dD = \frac{\Gamma(x+1)}{\lambda^{x+1}}, \quad (2.20)$$

for alle $x \in \mathbb{R}$ slik at $x \geq 0$. Gammafunksjonen kan slå opp i tabeller, og for heltallige argumenter har man ganske enkelt $\Gamma(n+1) = n!$.

2.3.3 Median volumdiameter (MVD) for skydråper

Gitt en størrelsesfordeling $N(D)$ for skydråper, defineres *median volumdiameter* (MVD) ved

$$\int_0^{\text{MVD}} D^3 N(D) dD = \int_{\text{MVD}}^\infty D^3 N(D) dD, \quad (2.21)$$

dvs. den dråpediameteren som halverer massen per volumenhet. MVD er interessant siden den kan observeres med instrumenter, og derfor kan benyttes for å verifisere en numerisk modell. Men for å kunne gjøre en slik verifikasjon må vi vite hvordan MVD skal beregnes fra de prognostiske variablene i modellen.

Fra definisjonen av MVD følger det at

$$2 \int_0^{\text{MVD}} D^3 N(D) dD = \int_0^\infty D^3 N(D) dD. \quad (2.22)$$

Hvis vi antar en gammafordeling $N(D) = N_0 D^\mu e^{-\lambda D}$, følger det at

$$2\gamma(4 + \mu, \lambda \text{MVD}) = \Gamma(4 + \mu), \quad (2.23)$$

der γ er den ufullstendige gammafunksjonen. Det er ikke akkurat opplagt hvordan man skal løse en slik likning. [Ulbrich 1983] viser at problemet kan angripes grafisk og angir at en god tilnærming for MVD (forutsatt at $\mu > -3$) er gitt ved

$$\text{MVD} = \frac{3.67 + \mu}{\lambda}. \quad (2.24)$$

[Nygaard et al. 2011] og [Thompson et al. 2009] opererer med

$$\text{MVD} = \frac{3.672 + \mu}{\lambda}. \quad (2.25)$$

Legg merke til at denne utledningen også gjelder for Marshall-Palmer fordelinger, i så fall er $\mu = 0$.

Før vi kan benytte likning 2.25 som et diagnostisk verktøy må vi finne uttrykk for μ og λ . En empirisk sammenheng for μ er [Thompson et al. 2008, Nygaard et al. 2011]:

$$\mu = \min(15, \frac{1000}{N_c} + 2), \quad (2.26)$$

der N_c er antall skydråper per cm^3 . I avsnitt 2.5 vil vi se nærmere på Thompsonskjemaet der N_c er preskribert, og på Morrisonskjemaet der N_c er prognostisk.

For både Thompson- og Morrisonskjemaet er blandingsforholdet q for skyvann kjent. Siden

$$q\rho = \frac{\pi}{6} \rho_w \int_0^\infty D^3 N(D) dD, \quad (2.27)$$

og

$$N_c = \int_0^\infty N(D) dD, \quad (2.28)$$

kan vi sette inn gammafordelingen for $N(D)$, eliminere N_0 og løse med hensyn på λ . Vi får da:

$$\lambda = \left(\frac{\pi}{6} \rho_w \frac{\Gamma(4 + \mu)}{\Gamma(1 + \mu)} \frac{N_c}{q\rho} \right)^{1/3}. \quad (2.29)$$

Ved hjelp av likningene 2.26 og 2.29 kan vi dermed bruke likning 2.25 til å diagnostisere MVD.

2.3.4 Bulkskjema versus bøtteskjema

Det vi har beskrevet her er det man kaller et *bulkskjema* siden vi introduserer prognostiske variable for den totale *massen* av de forskjellige hydrometeorene per kg luft. I tillegg kan man som beskrevet ha et tomomentskjema der man også har prognostiske variable for det totale antallet av hver meteortype. En alternativ og mer ambisiøs tilnærming til problemstillingen er å ha prognostiske variable for intervaller av størrelsesfordelingen til hver av meteortypene. Dette kalles for *bøtteskjemaer* (bin schemes). Den store fordelingen med dette er at man ikke opererer med *a priori* størrelsesfordelinger (som for eksempel Marshall-Palmer) og man trenger heller ikke operere med noe skarpt skille mellom skydråper og regndråper, dvs. man har en mye mer detaljert modell. Ulempen er åpenbart at man får mange prognostiske variable, noe som stiller store krav til kjøretidsmiljøet for den numeriske modellen og/eller at man trenger lang kjøretid for simuleringene. I denne oppgaven vil vi fokusere på bulkskjemaer.

2.4 Et enkelt mikrofysikkskjema: Kesslerskjemaet

Modellen i figur 2.4 er i enkleste laget; man må i det minste skille mellom skydråper og regndråper. Som et eksempel på et enkelt mikrofysikkskjema som er i bruk, tar vi for oss opsjon 1 i WRF, også kalt Kesslerskjemaet siden det er basert på [Kessler 1969]. Dette kan bare brukes til å modellere varme skyer siden isfasen ikke er tatt med. Det er derfor lite egnet for vårt formål som er å modellere underkjølt skyvann i kalde skyer, men det gir en illustrasjon av hvordan man kan gripe an problemstillingen. Dessuten er parameteriseringene relevante også for skjemaer som inkluderer flere partikkeltyper.

Kesslerskjemaet er et enmomentskjema (ingen prognose for antall partikler), og skiller bare mellom vanndamp q_v , skydråper q_c og regndråper q_r , se figur 2.6. Dvs. WRF-skjemaet har tre prognostiske variable for vannsubstans. I Kesslers originale arbeid [Kessler 1969] opererer han faktisk bare med to prognostiske variable: I stedet for blandingsforhold er det to variable for tetthet M og m :

$$M = q_r \rho \quad (2.30)$$

$$m = (q_v + q_c - q_s) \rho \quad (2.31)$$

Her er q_s spesifikk fuktighet ved metning. I en sky vil vi ha tilnærmet $m = q_c \rho$ siden damptrykket inni en sky vil være omtrent lik metningstrykket. Kessler betegner m som "mengden sky", m kan være negativ og betegner da mengden damp som skal til for å nå metning (q_c antas å være 0 utenfor en sky). Så med Kesslers måte å gjøre det på blir q_v , q_c og q_r diagnostiske variable. Denne måten å gjøre det på er ikke benyttet i WRF-implementasjonen av Kesslerskjemaet.

Kessler antar en Marshall-Palmer fordeling for regndråper og får ved bruk av likning 2.20 at

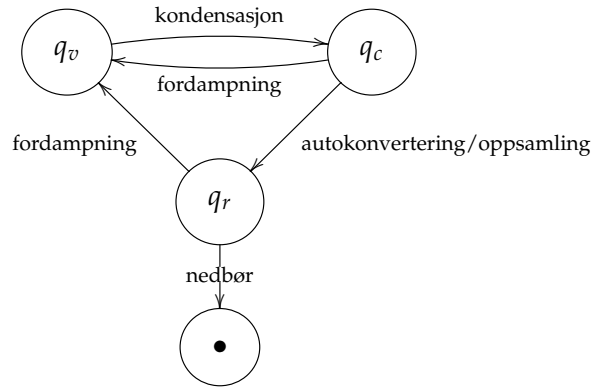
$$M = \int_0^\infty \frac{\pi \rho_w}{6} D^3 N_0 e^{-\lambda D} dD = \frac{\pi \rho_w N_0 \Gamma(4)}{6 \lambda^4}. \quad (2.32)$$

Hvis vi løser dette med hensyn på formparameteren λ får vi⁴

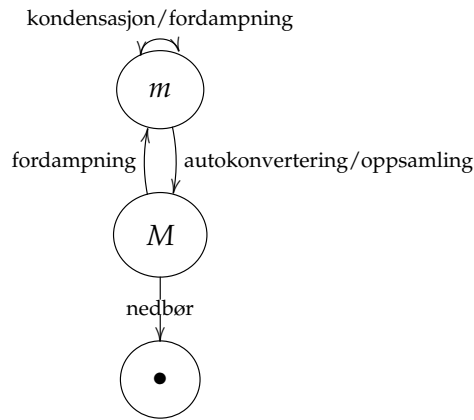
$$\lambda = 42.1 N_0^{1/4} M^{-1/4} \quad (2.33)$$

der vi har antatt at $\rho_w = 10^6 \text{ gm}^{-3}$ (Kessler opererer med gram-meter-sekund som benevninger).

Det antas at vanndamp og skydråper beveger seg med luftpakkene, mens regndråper faller (sedimenteres).



Figur 2.6: Kesslerskjemaet uttrykt ved q_v , q_c og q_r .



Figur 2.7: Kesslerskjemaet uttrykt ved m og M .

Kessler fant fram til formler som beskriver de relevante overgangene:

Autokonvertering: Dette betegner konvertering av skydråper til regndråper ved kollisjon og koalesens. Kessler argumenterer for at man kan benytte likningen:

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{dm}{dt} = k_1(m - a), \quad (2.34)$$

der $k_1 > 0$ er en konstant dersom $m > a$ og $k_1 = 0$ ellers. Dvs. a fungerer som en terskel slik at det ikke dannes noen regndråper hvis tettheten av skydråper m er mindre enn a . Kessler opererer med verdiene $k_1 = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ og $a = 0.5 \text{ gm}^{-3}$.

⁴Det er en trykkfeil i denne likningen (8.6) i [Kessler 1969].

Oppsamling: I tillegg til autokonvertering vil allerede eksisterende regndråper samle opp skydråper. Kessler tar utgangspunkt i en standard tilnærming for en regndråpes oppsamling av skydråper

$$\frac{dM_i}{dt} = -\frac{\pi D^2 E m V}{4} \quad (2.35)$$

(denne er ekvivalent med (8.15) i [Rogers og Yau 1989]) der M_i er massen til dråpen, E er oppsamlingseffektiviteten og V er fallhastigheten (negativ). Han antar at fallhastigheten er proporsjonal med \sqrt{D} og at E er konstant, og integrerer så over Marshall-Palmer populasjonen av dråper ved bruk av likning 2.20, eliminerer λ ved bruk av likning 2.33 og kommer fram til

$$\frac{dM}{dt} = \int_0^\infty \frac{\pi D^{2.5} E m K}{4} e^{-\lambda D} dD = 6.96 \times 10^{-4} E N_0^{1/8} m M^{7/8}, \quad (2.36)$$

der N_0 er konstanten i Marshall-Palmer fordelingen og $V = -K\sqrt{D}$ ($K = 130$).

Kondensasjon og fordampning av skydråper: Utgangspunktet her er at Kessler antar at en sky dannes umiddelbart når en luftpakke når metning, og motsatt at skyen forsvinner umiddelbart når damptrykket går under metning. I en sky antas damptrykket å være konstant lik metningstrykket. Med utgangspunkt i likning 7.22 i [Rogers og Yau 1989]⁵:

$$\frac{dS}{dt} = Q_1 \frac{dz}{dt} - Q_2 \frac{d\chi}{dt}, \quad (2.37)$$

der χ er adiabatisk vanninnhold (blandingsforhold), får vi da at i en sky vil

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{Q_1}{Q_2} \frac{dz}{dt} = \frac{Q_1}{Q_2} w. \quad (2.38)$$

Med Kesslers notasjon blir dette⁶

$$\frac{dm}{dt} = \frac{Q_1}{Q_2} \rho w = wG, \quad (2.39)$$

der G betraktes som en lineær funksjon i z . Med Kesslers definisjon av m fungerer sammenhengen også i umettet luft. Den vertikale hastigheten w antar Kessler er på formen

$$w(z) = \frac{4w_{\max}}{H}(z - z^2/H) \quad (2.40)$$

der H er høyden på den atmosfæriske kolonnen som betraktes og w_{\max} er den maksimale hastigheten.

Fordampning av regndråper: Kessler tar utgangspunkt i en likning for fordampning av en enkelt dråpe og integrerer dette over dråpepopulasjonen:

$$\frac{dM}{dt} = 1.93 \times 10^{-6} N_0^{7/20} m M^{13/20} \quad (2.41)$$

⁵ $S = e/e_s - 1$, $Q_1 = (1/T)[\frac{\epsilon L g}{R_d c_p T} - \frac{g}{R_d}]$ og $Q_2 = \rho[\frac{R_d T}{\epsilon e_s} + \frac{\epsilon L^2}{p T c_p}]$ der $\epsilon = R_d/R_v$.

⁶ Denne utledningen avviker fra Kesslers, og er ment bare som en indikasjon på hvordan man kan komme fram til et uttrykk for $\frac{dm}{dt}$. Siden Q_1 og Q_2 ikke er konstanter, er det langt fra opplagt at uttrykket er en god tilnærming. Se avsnitt 2.5.4 for en annen og mye bedre tilnærming til problemstillingen.

På samme måte som ovenfor brukes likning 2.33 til å eliminere λ . Legg merke til at $m < 0$ her, ellers vil ikke dråpene fordampe, dvs. likningen beskriver fordampning av dråper i luftpakker utenfor en sky.

Mer detaljer om Kesslerskjemaet og hvordan det er implementert i WRF finnes i appendix A. Som vist der er det ikke en triviell sammenheng mellom likningene til Kessler og koden i WRF. Når det refereres til "Kessler-type parameterizations" i litteraturen er det oftest likning 2.34 for autokonvertering det siktes til [Lie og Daum 2004].

2.5 Avanserte mikrofysikkskjemaer: Thompson og Morrison

2.5.1 Innledning

I dette avsnittet vil vi se nærmere på to avanserte mikrofysikkskjemaer som vi i kapittel 4 vil benytte i simuleringer av underkjølt skyvann. Det første er Thompsonskjemaet som er basert på [Reisner et al. 1998, Thompson et al. 2004, Thompson et al. 2008], mens det andre er Morrisonskjemaet som er basert på [Morrison et al. 2005A] - dette avsnittet er basert på disse referansene bortsett fra der noe annet er angitt. Thompson- og Morrisonskjemaene i WRF er betydelig mer kompliserte enn Kesslerskjemaet⁷, men vi vil likevel forsøke å gi en oversikt over hvordan de fungerer.

Siktemålet med Morrisonskjemaet er generelt å modellere skyer bedre - i atmosfæremodeller som WRF, men også i klimamodeller. Særlig legger Morrison et. al. vekt på at strålingsegenskapene til skyer skal bli så korrekt som mulig. Konkret har Morrisonskjemaet blitt testet ut ved å verifisere en modell mot observasjoner av arktiske skyer [Morrison et al. 2005B].

Thompsonskjemaet er i utgangspunktet like generelt, men det uttalte siktemålet er i større grad rettet mot å lage en modell som kan brukes til å lage isingsvarsler for flytrafikken.

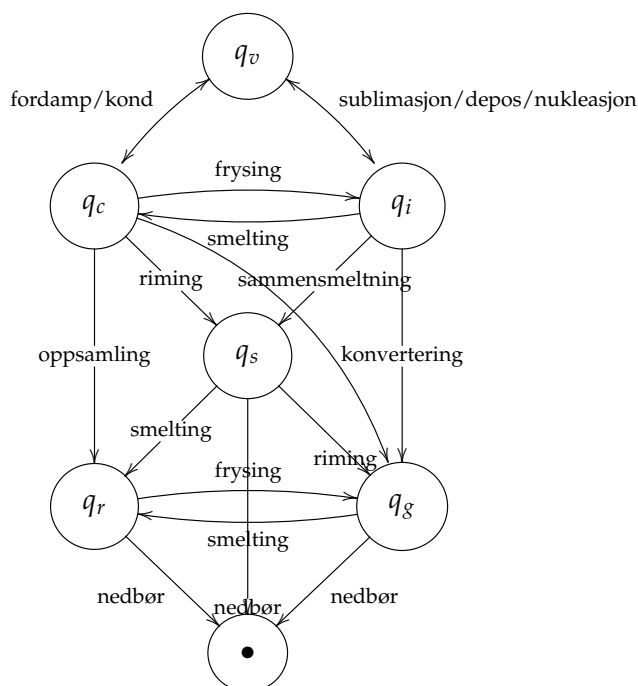
2.5.2 Partikkeltyper i Thompson- og Morrisonskjemaene

Som vi så i avsnitt 2.4, skiller Kessler mellom vanndamp, skyvann og regnvann. Både Thompson- og Morrisonskjemaet innfører en mer detaljert oppdeling og skiller mellom vanndamp q_v , skyvann q_c , regnvann q_r , is q_i , snø q_s og graupel q_g ⁸. I tillegg er Thompsonskjemaet et tomomentskjema for is og regn ved at det også er prognostisk variable N_i og N_r for antall ispartikler og regndråper per volumenhet. Morrisonskjemaet skiller seg fra Thompsonskjemaet ved at det er et tomomentskjema for samtlige partikkeltyper, det vil si at det også har en prognostisk variabel N_c for antall skydråper, N_s for snø og N_g for graupel.

Partikkeltypene i Thompson- og Morrisonskjemaene er illustrert i figur 2.8. Selv om skillet mellom de forskjellige formene for hydrometeor er intuitivt, er det ikke opplagt hvordan

⁷Eksempelvis utgjør Thompsonskjemaet 3585 linjer Fortrankode i WRF 3.1.1, mens Kesslerskjemaet har 245 linjer kode.

⁸Slik Morrisonskjemaet er beskrevet i [Morrison et al. 2005A] er ikke graupel med, men det har siden blitt utvidet slik at den versjonen av Morrisonskjemaet som kommer med WRF har graupel inkludert



Figur 2.8: Hydrometeor typer i Thompson- og Morrisonskjemaene. Figuren er delvis basert på figur 2 i [Reisner et al. 1998]. Figuren gir ikke en fullstendig oversikt over overgangene mellom meteortypene.

den ene formen skal avgrenses fra den andre, f.eks. hvor går skillet mellom is og snø? Disse skillelinjene vil bli klarlagt når de mikrofysiske prosessene og parameteriseringene som anvendes beskrives, men generelt kan man si at skillelinjene delvis har å gjøre med hvordan de forskjellige hydrometeorene initieres, og delvis ved hydrometeorens masse og/eller volum (ispartikler kan vokse til å bli snøpartikler).

2.5.3 Morrisonskjemaet i WRF

Morrisonskjemaet som leveres sammen med WRF mangler antall skydråper N_c som en prognostisk variabel, dvs. dråpeantallet settes konstant på samme måte som med Thompsonskjemaet. Men vi har fått tilgang til en utvidelse av skjemaet som gjør det mulig å kjøre med N_c som en prognostisk variabel. Koden vi fikk tilgang til var for WRF 3.1, så vi måtte gjøre en liten innsats for å få det til å kjøre med WRF 3.4. Denne utvidelsen er nærmere beskrevet i tillegg C.

Beskrivelsen av Morrisonskjemet i fortsettelsen refererer til dette utvidede skjemaet, og ikke til det som leveres sammen med WRF.

2.5.4 Overmetning, skydannelse og kondensasjonsrate

I avsnitt 2.4 så vi at skydannelse i Kesslerskjemaet bare forutsetter metning (og omvendt). Thompsonskjemaet gjør det samme, men bruker polynomielle (beregningssmessig optimale) tilnærmingsformler for å beregne om damptrykket har nådd metning i stedet for f.eks. [Rogers og Yau 1989, likning 2.17]. Ideen her er at ved overmetning vil man raskt få en faseendring (dvs. dråpedannelse og kondensasjon) som fjerner den overskytende vanndampen og justerer damptrykket tilbake til metning. Tilsvarende vil undermetning raskt føre til fordampning, som kan lede tilbake til metning eller som kan føre til at luftpakken tømmes helt for flytende vann og blir undermettet.

Morrison-skjemaet bruker de samme polynomielle formelene for å beregne metningstrykket, men inkluderer to konfigurerbare varianter for håndtering av overmetning og skydråpedannelse:

1. Dersom den horisontale og temporale oppløsningen er så høy at vanndampfeltet er godt oppløst, så kan skydråpedannelsen formuleres via Köhler-teori (se avsnitt 2.2.3). For å kunne gjøre det må tidsskrittet være kort (typisk noen sekunder), og de vertikale luftbevegelsene må være korrekt modellert. Dette fordrer at man modellerer diffusjon av damp på dråper og is, samt at både adiabatisk (f.eks. vertikal forflytning av luftpakker) og diabatisk (f.eks. stråling) avkjøling er riktig representert.
2. Dersom vanndampfeltet ikke er godt oppløst, modelleres skydannelsen ved at man parameteriserer en subgridskala vertikal vind w' . Denne kommer i tillegg til modellens vertikale vind w . Det vil føre for langt å gå i detalj med hensyn til dette, men med den grenselagsparameteriseringen vi bruker i WRF (YSU: `bl_pbl_physics=1`), settes $w' = \min(K/m, 0.10)$ der K er den vertikale virvlingsdiffusiviteten og $m = 20$ er blandingslengden. w' brukes i likning 2.50 i avsnitt 2.5.5.

I de simuleringene vi vil gjøre i kapittel 4 vil den minste horisontale gitteravstanden være 1000 meter, og det er for grov oppløsning til at overmetningen vil være godt nok oppløst for Morrison-skjemaets mest avanserte formulering.

Både Thompson- og Morrison-skjemaet beregner da kondensasjonsraten på følgende vis: Man lar først modellen tentativt beregne temperatur T' , vanndamp q'_v og skyvann q'_c for neste tidsskritt $n + 1$. Fra T' kan man beregne blandingsforholdet ved metning q'_{vs} og dermed overmetningen $q'_v - q'_{vs}$. Hvis $q'_v - q'_{vs} > 0$ blir mengden kondensert skyvann

$$\Delta q_c = q'_v - q_{vs}(T^{n+1}), \quad (2.42)$$

der $q_{vs}(T^{n+1})$ er metningsblandingsforholdet ved den korrigerte temperaturen

$$T^{n+1} = T' + \Delta T. \quad (2.43)$$

Temperaturøkningen ΔT er gitt ved $\Delta T = \frac{L}{c_p} \Delta q_c$, der L er latent fordampningsvarme for vann og c_p er varmekapasiteten til luft ved konstant trykk.

For å finne et bedre uttrykk for Δq_c kan vi rekkeutvikle $q_{vs}(T^{n+1})$ og benytte tilnærmingen:

$$q_{vs}(T^{n+1}) = q'_{vs} + \frac{\partial q_{vs}}{\partial T}(T') \Delta T. \quad (2.44)$$

Vi får dermed

$$\Delta q_c = q'_v - (q'_{vs} + \frac{L}{c_p} \Delta q_c \frac{\partial q_{vs}}{\partial T}(T')), \quad (2.45)$$

som vi kan løse med hensyn på Δq_c :

$$\Delta q_c = \frac{q'_v - q'_{vs}}{1 + \frac{L}{c_p} \frac{\partial q_{vs}}{\partial T}(T')}. \quad (2.46)$$

Ved å anvende Clausius-Clapeyron likningen 2.13 får vi dermed følgende uttrykk for kondensasjonsraten⁹:

$$\frac{\Delta q_c}{\Delta t} = \frac{q'_v - q'_{vs}}{\Delta t} (1 + \frac{L^2 q'_{vs}}{c_p R_v T'^2})^{-1}, \quad (2.47)$$

der Δt er tidsskrittet og R_v er gasskonstanten for vanndamp.

Hvis $q'_v - q'_{vs} < 0$ blir kondensasjonsraten negativ

$$\frac{\Delta q_c}{\Delta t} = -\min(-\frac{q'_v - q'_{vs}}{\Delta t} (1 + \frac{L^2 q'_{vs}}{c_p R_v T'^2})^{-1}, \frac{q'_c}{\Delta t}), \quad (2.48)$$

slik at man fordampes skyvann tilbake mot metning, men maksimalt fordampes det som er av skyvann.

2.5.5 Antall skydråper

I likhet med de fleste mikrofysikkskjemaene i WRF forsøker ikke Thompsonskjemaet å regne ut *hvor mange* skydråper som skal initieres når en luftpakke når metning. Dette antallet foreskrives, og parameteren foreslås satt til 100 cm^{-3} for maritim luft og til 300 cm^{-3} for kontinental luft. Dette tallet svarer til konsentrasjonen av CCN'er i lufta - maritim luft er oftest mindre forurenset enn kontinental luft.

Som vi vil se i avsnitt 3.6.4 har denne parameteren stor betydning for forløpet av WRF-simuleringen for noen av casene.

Morrison-skjemaet har antall skydråper som prognostisk variabel. Siden modellen ikke har noen kjemiddel som kan gi informasjon om CCN'er, må formuleringen¹⁰ ta utgangspunkt i en empirisk likning for antall CCN'er [Rogers og Yau 1989, likning 6.20]:

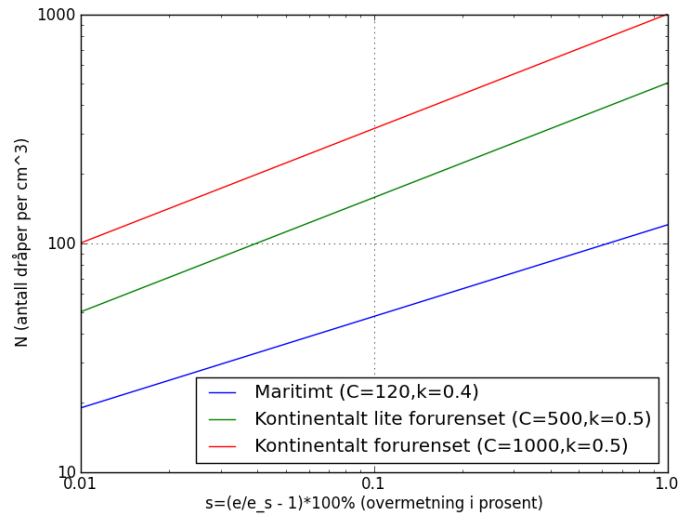
$$N = C s^k, \quad (2.49)$$

der N er antall CCN'er, $s = 100(S - 1) = 100(q_v/q_{vs} - 1)$ er overmetningen i prosent og C og k er empiriske konstanter. Eksempler på hva slags dråpeantall dette kan gi finnes i figur 2.9.

Siden overmetningen s ikke er godt nok oppløst i modellen, kan ikke denne sammenhengen brukes direkte. Men med dette utgangspunktet kan man finne en likning for hvor mange

⁹Denne detaljerte utledning er inspirert av [Tiedtke 1987], men finnes ikke i [Dudhia 1989] som både Reisner og Morrison refererer til.

¹⁰Morrison-skjemaet har også en alternativ formulering, men den vil ikke diskuteres her.



Figur 2.9: Antall skydråper basert på likning 2.49. Blå og rød kurve bruker standardparametrene for hhv maritimt og kontinentalt tilfelle i Morrisonskjemaet. Den grønne kurven viser et mellomtilfelle.

dråper som aktiveres i en oppstigende luftpakke og som ikke refererer til s , men til den vertikale vinden i stedet:

$$N' = 0.88C^{2/(k+2)}(0.07w_{\text{ef}}^{3/2})^{k/(k+2)}. \quad (2.50)$$

N' er det totale antallet skydråper per kubikkcentimeter. C og k er konstantene i 2.49, og $w_{\text{ef}} = w + w'$ der w er modellens vertikale vind på gridskala (prognostisk) og w' er den parameteriserte vertikale vinden på subgridskala (se avsnitt 2.5.4). Likning 2.50 ble først utledet av Twomey, men den versjonen som brukes her kommer fra [Rogers og Yau 1989, likning 6.21]. Figur 2.10 viser plott av likning 2.50, og kan sammenliknes med figur 2.9.

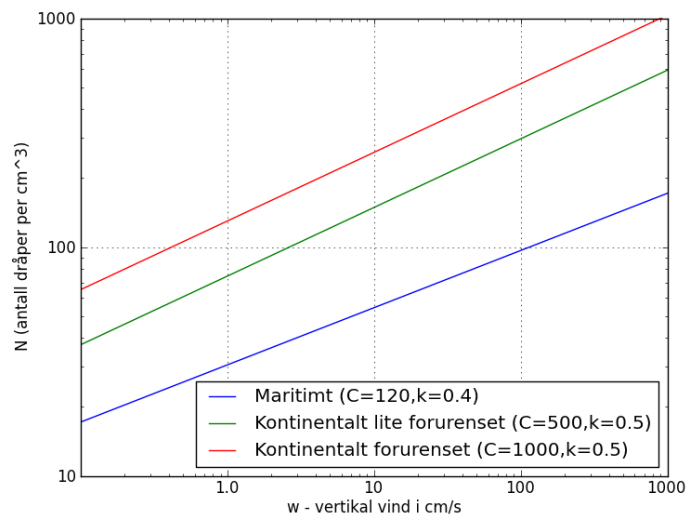
Raten for dannelse av nye skydråper blir da¹¹:

$$\frac{\Delta N_c}{\Delta t} = \max\left(\frac{N' - N_c}{\Delta t}, 0\right), \quad (2.51)$$

det vil si at man danner nye dråper slik at det totale skydråpeantallet stemmer overens med likning 2.50.

Ved å benytte WRF-Chem er det mulig å modellere kilder, sluk og transportprosesser for aerosoler generelt og CCN'er spesielt, og dette gjør det mulig å forbedre skyfysikkskjemaene. Dette er et aktivt forskningsfelt, men vi vil ikke gå nærmere inn på det her.

¹¹Likningen avviker fra den som er angitt i [Morrison et al. 2005A], men den stemmer bedre overens med det som faktisk er kodet i WRF.



Figur 2.10: Antall skydråper i Morrisonskjemaet basert på Twomeys likning 2.50. Blå og rød kurve bruker standardparameterne for hhv maritimt og kontinentalt tilfelle i Morrisonskjemaet. Den grønne kurven viser et mellomtilfelle.

2.5.6 Størrelsesfordelinger og fallhastigheter

Størrelsesfordelingene som benyttes både i Morrison- og Thompsonskjemaet er i prinsippet generelle gammadistribusjoner, og ikke enkle Marshall-Palmer-fordelinger:

$$N(D) = N_0 D^\mu e^{-\lambda D}. \quad (2.52)$$

Dette gjelder for alle partikkeltyper, men i Morrisonskjemaet er $\mu \neq 0$ bare for skydråper. Thompsonskjemaet går grundigere til verks, særlig for snø (se avsnitt 2.5.10), men setter også $\mu = 0$ som standardverdi for is, regn og graupel.

Diskusjonen fra avsnitt 2.3.2 kan generaliseres ved å introdusere $m = cD^d$ som en antatt relasjon mellom masse og diameter til en partikkel. Man kan da utlede uttrykk for λ og N_0 (for en partikkeltype med blandingsforhold q):

$$\lambda = \left(\frac{cN\Gamma(\mu + d + 1)}{\rho q \Gamma(\mu + 1)} \right)^{1/d} \quad (2.53)$$

$$N_0 = \frac{N\lambda^{\mu+1}}{\Gamma(\mu + 1)} \quad (2.54)$$

Fallhastigheten til en partikkeltype antas å ha formen:

$$V_f(D) = \left(\frac{\rho_{sur}}{\rho} \right)^x a D^b e^{-fD}, \quad (2.55)$$

der ρ_{sur} er luftas tetthet ved bakken. Morrison og Thompson bruker ulike verdier for konstantene som inngår i dette uttrykket, men i Morrisonskjemaet er $x = 1$ og $f = 0$. For

Thompsons kjemaet er $x = 0.54$. For både Morrison- og Thompsonskjemaet varierer a og b med partikkeltype.

Fallhastigheten inngår i likningene ved at hastigheten for en gitt gridboks brukes til å beregne et kildeledd (nedbør som faller inn i gridboksen) og et sluk (nedbør som faller ut av gridboksen).

2.5.7 Kildeprosesser for is

Skydråper kan fryse til iskrystaller når temperaturen i omgivelsene faller under 0°C . Men med mindre temperaturen er svært lav ($T < -35^{\circ}\text{C}$), vil frysingen skje heterogent, dvs. ved at en aerosolpartikkel (*iskjerne*) "katalyserer" frysingen. Som beskrevet i [Rogers og Yau 1989], kan dette skje på forskjellig vis og ved at forskjellige typer partikler finnes i eller kommer i kontakt med en skydråpe, eller ved avsetning av vanndamp på en iskjerne¹². Men felles for disse mekanismene er at de skjer på skalaer som er mye mindre enn modellens oppløsning, og som beskrevet i avsnitt 2.3 må de derfor parameteriseres.

Det er bare en svært liten andel av aerosolene i atmosfæren som har de fysiske egenskapene som skal til for at de kan fungere som iskjerne, Rogers og Yau anslår en per 10^7 aerosolpartikler ved -20°C [Rogers og Yau 1989, side 155]. Ved en typisk aerosolkonsentrasjon er dette ekvivalent med en iskjerne per liter luft. I en kald sky er det derfor antallet partikler som kan virke som iskjerne som i utgangspunktet begrenser dannelsen av is, men antall partikler som kan fungere øker ved synkende temperatur (og også med økende overmetning).

Overordnet sett har man to mekanismer for dannelsen av is:

1. *Primær produksjon av ispartikler*: Ispartikler som dannes direkte, eller ved frysing av dråper.
2. *Sekundær produksjon av ispartikler*: Ispartikler kan vokse så raskt at de blir ustabile og splintres opp i et antall mindre ispartikler. Denne mekanismen kan derfor sette opp en kjedereaksjon som kan glasiere en hel sky. Mekanismen anses som viktig og forklarer at det i noen tilfeller er 10^4 ganger flere iskrystaller enn konsentrasjonen av iskjerne skulle tilsi [Rogers og Yau 1989, side 157-158].

Primær produksjon av ispartikler kan skje ved forskjellige mekanismer:

1. *Homogen frysing av dråper*: Når temperaturen i en sky faller under en gitt terskelverdi, som kan være -35°C eller -40°C , vil homogen frysing inntreffe. [Reisner et al. 1998] formulerer dette ved alt skyvann og alle skydråper øyeblikkelig overføres til iskategoriene. Det kan også godt være at metning først inntreffer ved en lavere temperatur enn -40°C , og med Reisners formulering vil da skyen bli en issky så snart den dannes. Thompson håndterer homogen frysing implisitt ved at den heterogene frysingen

¹²Dette kompliseres ytterligere av at det er uklart om det først dannes en dråpe, som så fryser og vokser videre ved avsetning, eller om en iskrystall dannes direkte ved deposisjon av vanndamp på en iskjerne. Ved overmetning vil man forvente at dråpedannelsen skjer først, men selv ved undermetning med hensyn til vann (men overmetning med hensyn til is) kan det først dannes en disdråpe. For en grundigere diskusjon av dette se [Fletcher 1962, side 217-219] eller [Pruppacher og Klett 2010, avsnitt 9.2]

blir svært effektiv ved temperaturer ned mot -40°C . Morrison har en mer avansert formulering.

2. *Heterogen isnukleasjon direkte fra vanndamp*: Med dette mener vi avsetning eller kondensasjon med påfølgende frysing på iskjerner. Dette er mekanismer som kan operere selv om lufta ikke er mettet med hensyn til vann, siden metningstrykket med hensyn til is er lavere enn med hensyn til vann. Avsetning vil si at vanndamp danner en iskrystall direkte ved kondensasjon på en isjerne. Det kan også dannes en liten disdråpe på en isjerne, som så fryser og vokser videre ved diffusjon.
3. *Heterogen frysing av dråper*: Heterogen frysing skjer ved at en skydråpe kommer i kontakt med iskjerner eller har en isjerne i seg. Disse mekanismene kan derfor bare operere i en sky (der det er overmetning med hensyn til vann).

Heterogen isnukleasjon direkte fra vanndamp

Ved primær isnukleasjon dannes det en ispartikkel på hver isjerne. Dette brukes i parameteriseringsskjemaet for å holde rede på *hvor mange* ispartikler man skal ha i modellen. For å få til dette må man finne en likning for antall aktive iskjerner ved en gitt temperatur. Den mest brukte parameteriseringen er basert på [Fletcher 1962, side 241], som på bakgrunn av empiriske studier angir:

$$N_i = n_0 e^{\beta(T_0 - T)}, \text{ der } T_0 = 273.15\text{K} \quad (2.56)$$

Her er N_i antall aktive iskjerner per liter luft. De empiriske studiene dette er basert på benyttet damptrykk omtrent lik metning med hensyn til vann. Fletcher angir et gyldighetsområde fra -10°C til -30°C , og påpeker at variasjonene i tid og rom kan være betydelige, slik at parameterene $\beta = 0.6$ og $n_0 = 10^{-5}$ må antas å være tilnærminger. Ved bruk av Fletchers likning får vi verdier som angitt i Tabell 2.1. Grovt regnet endrer antall

Temperatur	-12°C	-16°C	-20°C	-24°C	-28°C
Fletcher ($n_0 = 10^{-5}$, $\beta = 0.6$)	0.013	0.14	1.63	17.94	197.8
Cooper ($n_0 = 0.005$, $\beta = 0.304$)	0.019	0.65	2.18	7.37	24.87

Tabell 2.1: Antall aktive iskjerner per liter luft ved gitte temperaturer

iskjerner seg med en faktor på 10 for hver 4 grad.

Både Morrison og Thompson benytter en variant av Fletchers likning basert på [Cooper 1986] der parameterverdiene $\beta = 0.304$ og $n_0 = 0.005$ benyttes, se tabell 2.1.

I tillegg innfører Thompson [Thompson et al. 2004] en begrensning slik at is ikke dannes ved likning 2.56 før man har metning mhp vann og temperaturen er mindre enn -5°C , eller man har 5% overmetning mhp is. I [Thompson et al. 2008] skjerpes dette kravet til at temperaturen må være mindre enn -12°C , eller overmetningen mhp is må være større enn 25%. Tilsvarende, men litt mindre stringente kriterier benyttes også i Morrison.

For hver isjerne initieres en ispartikkel med gitt masse (1.0×10^{-12} kg for Thompsonskjemaet, 2.0×10^{-12} kg for Morrison), og massen til de nye ispartiklene trekkes fra massevariablen for vanndamp.

Heterogen frysing av dråper

Heterogen frysing parameteriseres med basis i [Bigg 1953]. Poenget her er å finne ut *hvor mye masse* som skal flyttes fra skyvannkategorien til skyiskategorien. Store dråper fryser til graupel, mens små dråper blir til is. Biggs tilnærming er å finne et uttrykk for *sannsynligheten* for at en dråpe med et gitt volum skal fryse, ideen er at tilfeldige fluktasjoner av vannmolekyler i en dråpe kan gi opphav til en isspire. Sannsynligheten for at slik isspire skal oppstå er større jo større volum dråpen har, og må også være temperaturavhengig. Gitt en sky med N_c like store dråper per volumenhet, kan antall dråper som fryser per tidsenhet ved konstant temperatur T uttrykkes [Pruppacher og Klett 2010, likning 9-47]:

$$\frac{dN}{dt} = N_c v_d J(T), \quad (2.57)$$

der v_d er volumet til en av dråpene. Bigg kom fram til følgende empiriske uttrykk for $J(T)$:

$$J(T) = B e^{A(T_0 - T)^{-1}}, \quad (2.58)$$

der A og B er konstanter. Vanlige verdier å bruke for disse er $A = 0.66 K^{-1}$ og $B = 100 m^{-3} s^{-1}$ [Reisner et al. 1998].

For å parameterisere heterogen frysing ønsker vi et uttrykk for frysingsraten i kg is per kg luft per sekund. Siden $v_d = m_d / \rho_w$ der m_d er massen til en av dråpene og $m_d = \rho q_c / N_c$, får vi at frysingsraten er:

$$\frac{\Delta q_i}{\Delta t} = \frac{m_d}{\rho} \frac{dN}{dt} = \frac{m_d}{\rho} N_c \frac{m_d}{\rho_w} J(T) = J(T) \frac{\rho q_c^2}{\rho_w N_c}. \quad (2.59)$$

Dette er parameteriseringen som brukes i det opprinnelige Thompsonskjemaet, se [Reisner et al. 1998, likning A.22]. Mulige svakheter med denne formuleringen er at den er basert på at temperaturen er konstant og at dråpepopulasjonen er homogen.

[Thompson et al. 2008] og [Morrison et al. 2005A] bruker også parameteriseringer basert på [Bigg 1953] for heterogen frysing av dråper som inneholder iskjerne, men de er formulert noe anderledes. I tillegg har [Morrison et al. 2005A] en egen parameterisering av heterogen frysing av dråper som kommer i kontakt med iskjerne.

Sekundær produksjon av ispartikler

Sekundær produksjon av ispartikler parameteriseres ved den såkalte Hallett-Mossop-mekanismen [Hallett og Mossop 1974]. Dette er en mekanisme som kan operere i temperaturer mellom $-3^\circ C$ og $-8^\circ C$. Mekanismen er at snø eller graupelpartikler kan samle opp underkjølte dråper og vokse ved riming, men samtidig splintres ispartikler av.

I [Reisner et al. 1998] parameteriseres dette ved

$$\frac{\Delta N_i}{\Delta t} = \rho 3.5 \cdot 10^8 f(T) \left(\left(\frac{\Delta q_s}{\Delta t} \right)_c + \left(\frac{\Delta q_g}{\Delta t} \right)_c \right), \quad (2.60)$$

der $(\frac{\Delta q_s}{\Delta t})_c$ er raten for hvordan skyvann samles av snø, og $(\frac{\Delta q_g}{\Delta t})_c$ er raten for hvordan skyvann samles av graupel. $f(T)$ er en funksjon som er 0 for $T > -3^\circ\text{C}$ eller $T < -8^\circ\text{C}$, $f(-5^\circ\text{C}) = 1$ og ellers er den lineær og kontinuerlig.

$$\frac{\Delta q_i}{\Delta t} = \frac{\Delta N_i}{\Delta t} m_{i0} \rho^{-1}, \quad (2.61)$$

der m_{i0} er massen til de minste ispartiklene.

Thompson benytter samme parameterisering som Reisner, mens formuleringen ikke er detaljert i [Morrison et al. 2005A], men inspeksjon av koden tyder på at det er nøyaktig samme formel som brukes.

2.5.8 Autokonvertering fra skydråper til regn

I en sky vil over tid noen dråper vokse mer enn andre ved koalesens. En andel av dråpene skal derfor under gitte forutsetninger flyttes over i regnkategorien og dette kalles autokonvertering. I det opprinnelige Thompsonskjemaet [Thompson et al. 2004] brukes Kesslers likning 2.34, men med terskelverdi $0.35\text{g}/\text{m}^3$ ([Reisner et al. 1998] opererer i likhet med Kessler med $0.5\text{g}/\text{m}^3$).

Thompsonskjemaet har i senere versjoner tatt i bruk mer avanserte formuleringer, men så lenge dråpeantallet er satt til en fast størrelse har disse også en tendens til å forenkles til noe som er beslektet med Kesslerskjemaet.

Morrisonskjemaet har en annen tilnærming, og har også bedre muligheter til å benytte avanserte formuleringer siden dråpeantallet er prognostisk. I den versjonen av Morrisonskjemaet som benyttes til simuleringene i kapittel 4 så er det formuleringen fra [Khairoutdinov og Kogan 2000] som brukes. Formelen er framkommet ved regresjon via minimalisering av MSE^{13} ved bruk av minste kvadraters metode. Det empiriske datagrunnlaget ser hovedsaklig ut til å være hentet fra marine stratocumulusskyer siden det er slike skyer som er siktemålet med arbeidet til [Khairoutdinov og Kogan 2000]. Formuleringen de kommer fram til er

$$\frac{\Delta q_r}{\Delta t} = 1350 q_c^{2.47} N_c^{-1.79}, \quad (2.62)$$

der q_c og q_r må angis i kg vann per kg luft og N_c er angitt i antall dråper per kubikkcentimeter.

Morrisonskjemaet benytter formuleringen fra likning 2.62 direkte for alle typer skyer (både varme og kalde), selv om den empiriske basisen ser ut til å være begrenset som beskrevet ovenfor.

2.5.9 Autokonvertering fra is til snø

På samme måte som at skydråper kan vokse til regndråper, kan iskrystaller vokse slik at de må overføres til snøkategorien. For iskrystaller er diffusjonsvekst viktigere enn

¹³MSE - Mean Square Error

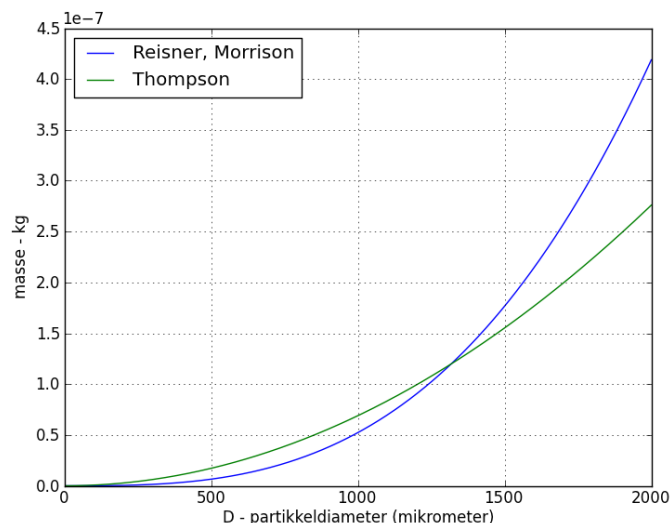
for skydråper, på grunn av Wegener-Bergeron-Findeisen-mekanismen. Det er derfor ikke opplagt at autokonvertering fra is til snø skal parameteriseres som en egen prosess i skyfysikkskjemaet fordi diffusjonsveksten allerede er representert. Thompsonskjemaet har derfor ikke autokonvertering som egen isprosess, mens Morrisonskjemaet har det.

Men enten man opererer med autokonvertering som egen prosess eller ikke skal noe is konverteres til snø etter hvert som ispartiklene vokser. De forskjellige skjemaene opererer med ulike partikkelstørrelse som grense mellom is og snø, eksempelvis er grensen for Thompsonskjemaet 200 mikrometer i diameter, mens den for Morrisonskjemaet er 125 mikrometer i diameter. Formen på snøkrystallene er ikke definert, så diameterbegrepet kan være forvirrende. Men man kan tenke seg kuleformede partikler med tettheten til snø, dog slik at fallhastigheten er definert separat, se avsnitt 2.5.6. Det vil si at formen på snøkrystallene er implisitt representert ved formler for tetthet og fallhastighet.

2.5.10 Geometrisk form og tetthet av snø

I [Thompson et al. 2008] legges det stor vekt på å finne gode representasjoner for prosessene knyttet til snø. De legger spesiell vekt på at snø i virkeligheten har varierende tetthet, og forfatterne mener at dette er viktig med hensyn til simulering av underkjølt skyvann og regn.

I [Reisner et al. 1998] og [Morrison et al. 2005A] er tettheten til snø ρ_s konstant lik 100 kg per kubikkmeter, og massen til en snøpartikkel er gitt ved $m(D) = \rho_s \frac{\pi}{6} D^3$ der D er diameteren til partikkelen. [Thompson et al. 2008] opererer i stedet for dette med $m(D) = 0.069D^2$. Som



Figur 2.11: Massen til en snøpartikkel som funksjon av partikkeldiameteren i Reisner/Morrison-skjemaene sammenliknet med Thompson-skjemaet.

figur 2.11 illustrerer er tettheten til små snøpartikler større i Thompson-skjemaene enn i de andre, mens forholdet blir motsatt for store snøpartikler.

Ingen av skjemaene modellerer den geometriske formen til snøpartiklene, og diameterbegrepet er ikke definert utover masse/diameter-forholdet og fallhastigheten. Tettheten som Thompsonskjemaet opererer med representerer implisitt at partiklene har en fraktalaktig form. Som demonstrert i [Wallace og Hobbs 2006, avnitt 6.5.3] er dette bare en av mange mulige geometriske former som ispartikler og snøpartikler kan ha, men Thompson argumenterer med at det er den hyppigst forekommende formen.

Thompson legger også stor vekt på å finne en korrekt størrelsesfordeling, og argumenterer for at en enkelt gammafordeling ikke passer med observasjoner av faktisk forekommende fordelinger. Størrelsesfordelingen Thompson benytter er en sum av en Marshall-Palmerfordeling og en gammafordeling. Momentene til denne fordelingen er vesentlige for formuleringen av rimingsprosessen - vi vil se i kapittel 5 at denne oppsamlingsprosessen er svært viktig for utfelling av nedbør som snø.

2.5.11 Andre skyprosesser i Thompson- og Morrisonskjemaene

Selv om vi har beskrevet Thompson- og Morrisonskjemaet i betydelig detalj, er det noen prosesser vi ikke har detaljert. Vi nøyer oss her med å nevne de viktigste prosessene:

1. Vekst ved diffusjon av vanndamp for is og snø. Formuleringene av disse prosessene tar utgangspunkt i likninger som er beslektet med [Rogers og Yau 1989, likning 9.4], men formuleringene er mer avanserte.
2. Oppsamlingsprosesser: Dette er et stort antall prosesser siden omtrent alle mulige kombinasjoner av hydrometeorer må betraktes. Formuleringene er beslektet med oppsamlingsprosessen vi har detaljert i avsnitt 2.4, men blir mer kompliserte for gammafordelinger.
3. Riming av snø og is (en variant av oppsamling).
4. Smelting av is og snø.
5. Graupelprosesser.

Disse prosessene er i stor grad formulert forskjellig i Thompson- og Morrisonskjemaet, og de beskrives i varierende grad i [Thompson et al. 2004, Thompson et al. 2008, Morrison et al. 2005A]. Den mest detaljerte beskrivelsen er i [Reisner et al. 1998], men prosessene slik de er formulert der avviker fra den faktiske implementasjonen i WRF.

Kapittel 3

Metode og modelloppsett

3.1 Metodiske problemer knyttet til bruk av numeriske modeller

I atmosfæren er det fenomener som er så komplekse og styres av en kombinasjon av så mange ulineære sammenhenger at de i praksis bare kan gjenskapes og studeres i numeriske modeller. Problemet blir å avgjøre hva som faktisk er naturlig forekommende fenomener og sammenhenger som på et vellykket vis blir gjenskapt i en numerisk modell, og å skille dette fra unaturlige fenomener som skapes av modellen selv og parametrene som påvirker dens oppførsel. Også der modellen på en god måte gjenskaper naturlig forekommende fenomener kan det være vanskelig å vurdere hvor nøyaktig modellen er, og om modellen lykkes *fordi* fysikken er riktig representert.

I forordet til [Pruppacher og Klett 2010] finner man følgende hjertesukk:

... a tendency has developed to address theoretical issues by constructing and then incrementally augmenting numerical models of great complexity, often of an ad hoc nature and with many adjustable parameters. The underlying assumption that more and more physics can successfully be encoded this way into larger and larger programs is sometimes subject to challenge; in any case, the resulting algorithms are often so complex that they have to be accepted largely on faith by other researchers.

Det er lett å ha en viss sympati med dette synspunktet, og analytiske løsninger av likningene presentert i kapittel 2 ville vært å foretrekke. Men slike analytiske løsninger har bare blitt funnet for forenklede varianter av likningssystemene, så for å finne løsninger for de fulle likningssystemene må vi anvende numeriske metoder. På denne fronten har det vært enorm utvikling de siste tiårene, særlig innen numerisk værvarsling [Kalnay 2003]. Som en slags motsats til sitatet ovenfor finner man dette i forordet til [Kalnay 2003] skrevet av Norman Philips:

She [Eugenia Kalnay] recalls that an important lesson she learned from Charney at the time was that if her numerical results did not agree with accepted theory it might be because the theory was wrong.

I denne oppgaven brukes WRF (se neste avsnitt), og en fordel er at dette rammeverket

brukes av mange forskere for mange forskjellige formål, noe som øker sjansen for at feil blir funnet og rettet. Pruppacher og Klett peker likevel på et viktig poeng: Alle parametrene og de forskjellige måtene et system som WRF kan konfigureres på. Forskningen blir suspekt hvis man ukritisk søker det oppsettet som best bekrefter hypotesene.

I avsnitt 3.6 vil vi gjøre rede for noen av områdene der modellen virker særlig sensitiv. Målet er å finne en konfigurasjon som gir robuste og pålitelige resultater. Men det er svært tidkrevende å utforske alle mulige permutasjoner av måter å konfigurere systemet på, og mange valg må gjøres på en ad-hoc basis.

3.2 WRF/ARW

WRF (*Weather Research and Forecasting Model*, se [Skamarock et al. 2008] og [Wang et al. 2011]) er et rammeverk for mesoskala numerisk simulering av atmosfæren utviklet ved et samarbeid mellom en rekke forskningsmiljøer, blant annet NCAR¹ og NCEP². WRF er mye benyttet i forskningssammenheng og kan også brukes til numerisk værvarsling. WRF er ikke knyttet til noen spesiell maskinvareplattform, men er implementert i Fortran og er tilrettelagt for bruk på parallell infrastruktur ved MPI og OpenMP. I arbeidet med denne oppgaven er simuleringene kjørt på Titan/Abel som er tungregneanlegget ved Universitetet i Oslo.

WRF er et *rammeverk* i den forstand at det kan konfigureres og tilpasses på mange måter. Arkitekturen gjør det mulig å plugge inn ulike moduler/skjemaer/parametriseringer for stråling, mikrofysikk, grenselag osv. I tillegg finnes det også to ulike numeriske kjerner: NMM³ og ARW⁴. Ut over dette finnes det moduler for pre- og postprosessering av data. Det finnes en utvidelse av WRF som kalles WRF-Chem som gjør det mulig å simulere atmosfærekjemi.

Med et så fleksibelt rammeverk som WRF finnes det mange måter å angripe en gitt problemstilling. En skematisk framstilling av oppsettet jeg har valgt å benytte i mitt arbeid er illustrert i figur 3.1.

1. **WPS** (*WRF Preprocessing System*) er en preprosesseringsmodul der man definerer den geografiske utstrekningen og projeksjonen til modelleringsdomenet, samt bearbeider meteorologidata som skal benyttes i simuleringen. I denne oppgaven er Lambert-projeksjoner benyttet [Wang et al. 2011, kapittel 3], siden denne projeksjonen egner seg godt for midlere bredder. Terrenget og markslagstypene i modellen er definert med USGS-data⁵ med en gitterstørrelse på 30s.

Meteorologiske observasjoner kan hentes fra forskjellige kilder, men i denne oppgaven er det brukt GRIB-filer⁶ med reanalyser fra ECMWF⁷, som gjerne refereres til som

¹National Center for Atmospheric Research: <http://ncar.ucar.edu/>

²National Centers for Environmental Prediction: <http://www.ncep.noaa.gov/>

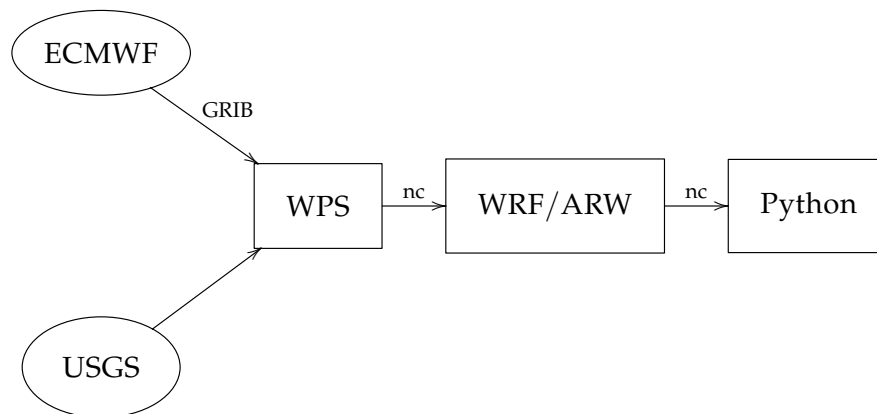
³Nonhydrostatic Mesoscale Model: <http://www.dtcenter.org/wrf-nmm/users/>

⁴Advanced Research WRF

⁵<http://www.usgs.gov/>

⁶<http://en.wikipedia.org/wiki/GRIB>

⁷<http://www.ecmwf.int>



Figur 3.1: Oppsett av WRF benyttet i oppgaven.

ERA Interim⁸. Disse meteorologidataene har spektraloppløsning T255 (som svarer til en horisontal gitterstørrelse på ca. 0.7°), og er lastet ned på et grid som er 0.25° horisontalt og har 60 sigmanivåer vertikalt. Tidsskrittet til ERA Interim er 6 timer. WPS syr sammen data fra de ulike kildene og interpolerer meteorologidataene til modellens gitter. Resultatet er nc-filer⁹ som brukes av WRF/ARW.

2. **WRF/ARW** er den dynamiske kjernen som er best egnet for forskningsformål (alternativet er NMM). Kjøring av WRF er en totrinnsprosess der man først kjører `real.exe` som gjør vertikal interpolasjon av meteorologifeltene til modellens vertikalkoordinat (se neste avsnitt), før man setter i gang den numeriske simuleringen på tungregneanlegget med `mpirun wrf.exe`. Versjonen av WRF som er benyttet i denne oppgaven er i hovedsak 3.4.1.
3. **Python**: Resultatet av simuleringen med WRF/ARW er nc-filer der alle de meteorologiske variablene har verdi for hvert gridpunkt i domenet og for et konfigurerbart antall tidspunkt i simuleringsperioden. For å tolke og visualisere resultatene må man benytte et annet verktøy enn WRF. I denne oppgaven har jeg valgt å bruke Python¹⁰ (med et antall tilleggspakker) til å postprosessere dataene. Det meste av koden jeg har laget for dette formålet har jeg lagt ut som et open source-prosjekt (som også inkluderer dokumentasjon av hvilke pythonpakker som er benyttet):

<http://code.google.com/p/pywrfplot/>

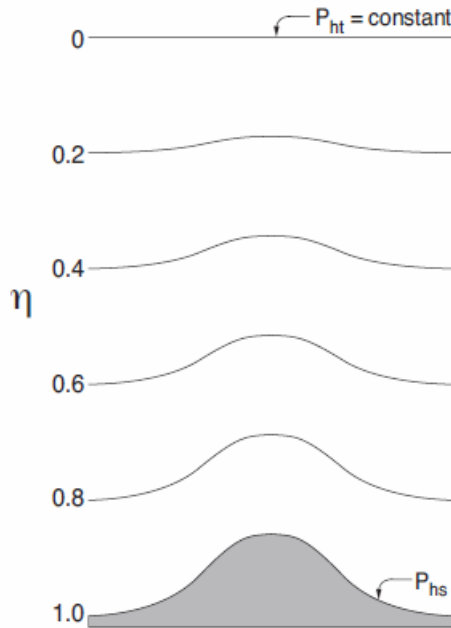
3.3 Vertikal koordinat og romlig diskretisering i WRF/ARW

I WRF er den vertikale koordinaten η basert på [Laprise 1992], der η er det terrengfølgende tørrhydrostatiske trykket p_h , normalisert slik at verdien er mellom 0 og 1, se figur 3.2. I toppen av modellen er $\eta = 0$ på en konstant trykkflate p_{ht} som man kan sette selv (for

⁸<http://www.ecmwf.int/research/era/do/get/era-interim>

⁹<http://en.wikipedia.org/wiki/NetCDF>

¹⁰<http://www.python.org>



Figur 3.2: Den terrengfølgende vertikale koordinaten η i WRF. Figuren er hentet fra [Skamarock et al. 2008].

eksempel 100 hPa), mens $\eta = 1$ på bakkenivå:

$$\eta = (p_h - p_{ht}) / \mu \quad (3.1)$$

der kolonnemassen $\mu = p_{hs} - p_{ht}$ bare er en funksjon av de horisontale koordinatene (p_{hs} er bakketrykket). Trykket som brukes her er tørrtrykket, dvs. uten bidraget fra vanndamp. I simuleringene i denne oppgaven er det definert 60 vertikale nivåer, med $p_{ht} = 100 \text{ hPa}$.

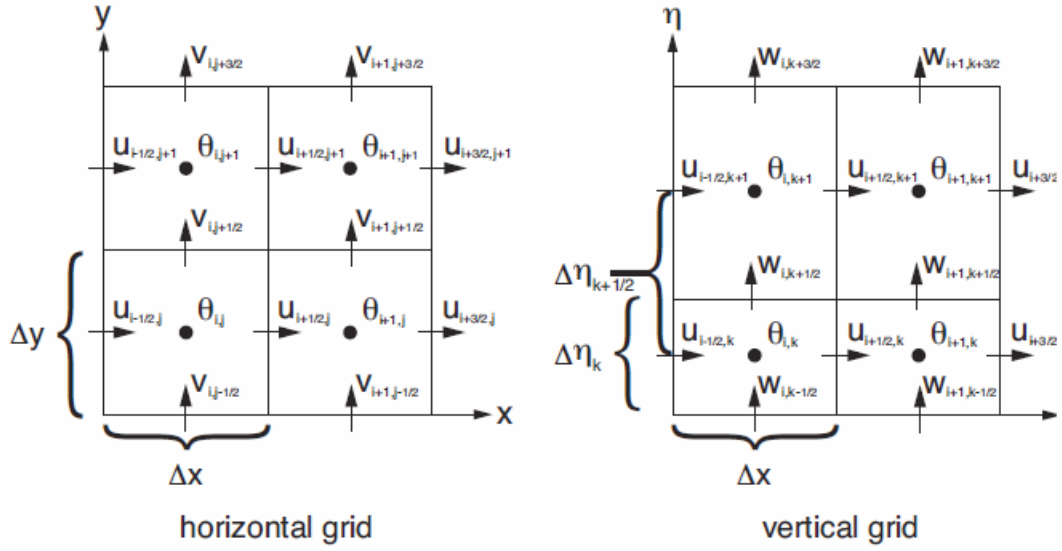
En kompliserende faktor i tolkning og plotting av resultatene fra WRF-simuleringene er at diskretiseringen er staggered (WRF bruker såkalt Arakawa C-grid staggering), noe som betyr at visse variable er definert på en av kantene av gridboksen og ikke i sentrum [Skamarock et al. 2008, kap 3.2]. Dette gjelder både vertikalt og horisontalt som vist i figur 3.3.

Vertikalt snakker vi om η -nivåer som svarer til bunnen eller toppen av hver gridboks som *helnivåer*, og η -nivåer som svarer til midten av hver gridboks som *halvnivåer*. Antall helnivåer er lik antall halvnivåer pluss en. Geopotensialet ϕ og vertikal vind w er definert på helnivåene, mens u - og v -komponenten til vinden samt potensiell temperatur og alle massevariable (f.eks. blandingsforholdet til vanndamp, skyvann, snø og is) er definert på halvnivåer.

Fra geopotensialet ϕ (PH + PHB i nc-filene fra WRF) finner vi enkelt høyden z for helnivåene i meter

$$z = \phi / g, \quad (3.2)$$

det nederste helnivået gir høyden over havet for bakken.



Figur 3.3: Staggering horisontalt og vertikalt WRF/ARW. Figuren er hentet fra [Skamarock et al. 2008].

Når vi skal plote den vertikale fordelingen til massevariablene trenger vi z for halvnivåene, dette er ikke like enkelt å finne siden geopotensialet på halvnivåene ikke er noen prognostisk variabel. For å regne ut dette må vi interpolere geopotensialet ved å sammenlikne tørrtrykket i halvnivåene med tørrtrykket i helnivåene. I WRF er η definert for både hel- og halvnivåene (i nc-filene er disse gitt som hhv. ZNU og ZNW). μ er også gitt som prognostisk variabel med en verdi for hvert horisontale gridpunkt (MU + MUB i nc-filene fra WRF). Tørrtrykket i hel- og halvnivåene finner man da ved å løse likning 3.1 med hensyn på p_h :

$$p_h = \mu\eta + p_{ht}. \quad (3.3)$$

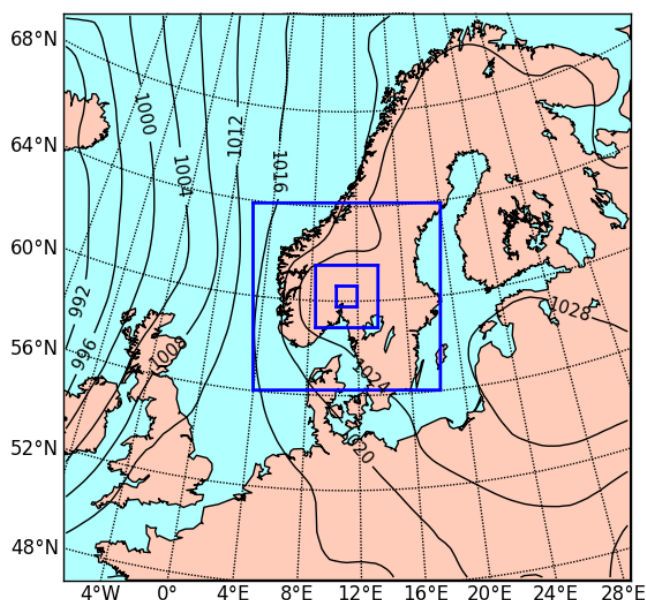
Fra dette kan man med interpolasjon finne geopotensialet i halvnivåene og dermed høyden i meter som gjelder for massevariablene i hver gridboks¹¹. Algoritmen for dette er detaljert i Tillegg B.

¹¹Et eksempel på hvordan dette er gjort i Python-koden finnes i modulen xzWRF, se metoden getHeight()

3.4 Modelloppsett med nøstede domener

For å modellere skyprosesser på en god måte må man ha høy oppløsning i modellen både horisontalt, vertikalt og temporalt. Samtidig er det viktig å ha et domene som er stort nok til å omfatte de områdene som i løpet av simuleringsperioden påvirker de meteorologiske forholdene for stedet man er interessert i. For å forene disse to motstridende behovene kan man nøste domener der det ytre domenet har mindre oppløsning enn det indre. WRF tillater at man nøster vilkårlig mange domener inni hverandre, men bare horisontal nøsting tillates.

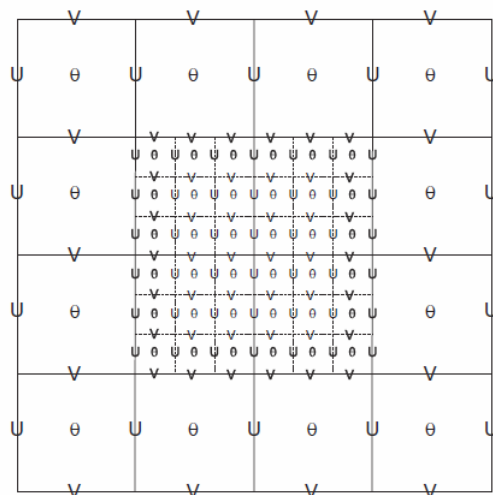
Figur 3.4 viser et eksempel på nøsting av domener, eksemplet er fra Gardermoen-caset som beskrives i kapittel 4.2. Her benyttes 4 domener, mens i noen av de andre casene benyttes 3 domener.



Figur 3.4: Domene 1 i WRF-modelloppsettet med havnivåtrykk (hPa) ved tidspunkt 2010-01-15T00:00Z. Modellens meteorologidata er fra ECMWF. I tillegg vises plasseringen av domene 2, 3 og 4.

Figur 3.5 viser hvordan de prognostiske variablene i et ytre og et indre domene relateres til hverandre ved 1:3-nøsting som er det som er benyttet i denne oppgaven.

Forholdstallet mellom domener bør ikke være større enn 3. I denne oppgaven er det benyttet følgende horisontale oppløsning i domenene 27:9:3:1, dvs. 27 km i det ytre domenet og 1 km i det innerste. Mesteparten av regnetiden brukes på det innerste domenet. Årsaken til dette er at tidsskrittet må forfines like mye som den horisontale forfiningen for å sikre numerisk stabilitet i beregningene. Så hvis for eksempel tidsskrittet i det ytre domenet er 180 sekunder blir tidsskrittet i det innerste domenet 6.67 sekunder, og hvis antall gridbokser er det samme



Figur 3.5: Forhold mellom ytre og indre domenet ved en 1:3-nøsting. Figuren viser også horisontal stagging som er beskrevet i avsnitt 3.3. Figuren er hentet fra [Skamarock et al. 2008].

på alle nivåene blir andelen av den totale prosesseringstiden som brukes på det innerste domenet $27/(1 + 3 + 9 + 27) = 27/40 = 0.675$.

For at det indre domenet skal løse opp skyprosessene kan det ikke være for lite - hvis det er for lite vil tilstanden advekteres ut av domenet før skyprosessene rekker å utvikle seg. I denne oppgaven har det indre domenet 100x100 gridbokser horisontalt.

3.5 Ensemblekjøringer

For å få bedre informasjon om usikkerheten i resultatene av en simulering er det fordelaktig å gjøre en såkalt ensemblekjøring, se for eksempel [Kalnay 2003]. Det vil si at man kjører simuleringer mange ganger med litt forskjellig initialtilstander, som lages ved pertubere meteorologidataene man tar utgangspunkt i. Parametre i parameteriseringsskjemaene kan også pertuberes. I et godt ensemblesystem kan spredningen til en gitt variabel, for eksempel temperatur, tolkes som en sannsynlighetsfordeling. Det vil si at middelveiden er det mest sannsynlige utfallet, og at variansen (eller standardavviket) kan avledes fra fordelingen.

I moderne værvarsling anvendes ensemblesimuleringer i utstrakt grad, og det er etterhvert også blitt vanlig innenfor hav- og klimamodeller.

Ulempen med ensemblekjøringer er åpenbart at det krever store maskinvareressurser: for å få et godt ensemble bør man ha noen titalls kanskje hundre ensemblemedlemmer. Ut over dette er det ikke opplagt hvordan man skal pertubere initialtilstanden og/eller randbetingelsene på en god måte. Hvis man for eksempel pertuberer initialtilstanden slik at den ikke er i geostrofisk balanse vil man kunne få bølger og andre fenomener som ikke samsvarer med virkeligheten. For sanntidssimuleringer kan man benytte eksisterende ensembler av høy kvalitet fra ECMWF, men for gjenskaping av historiske situasjoner der

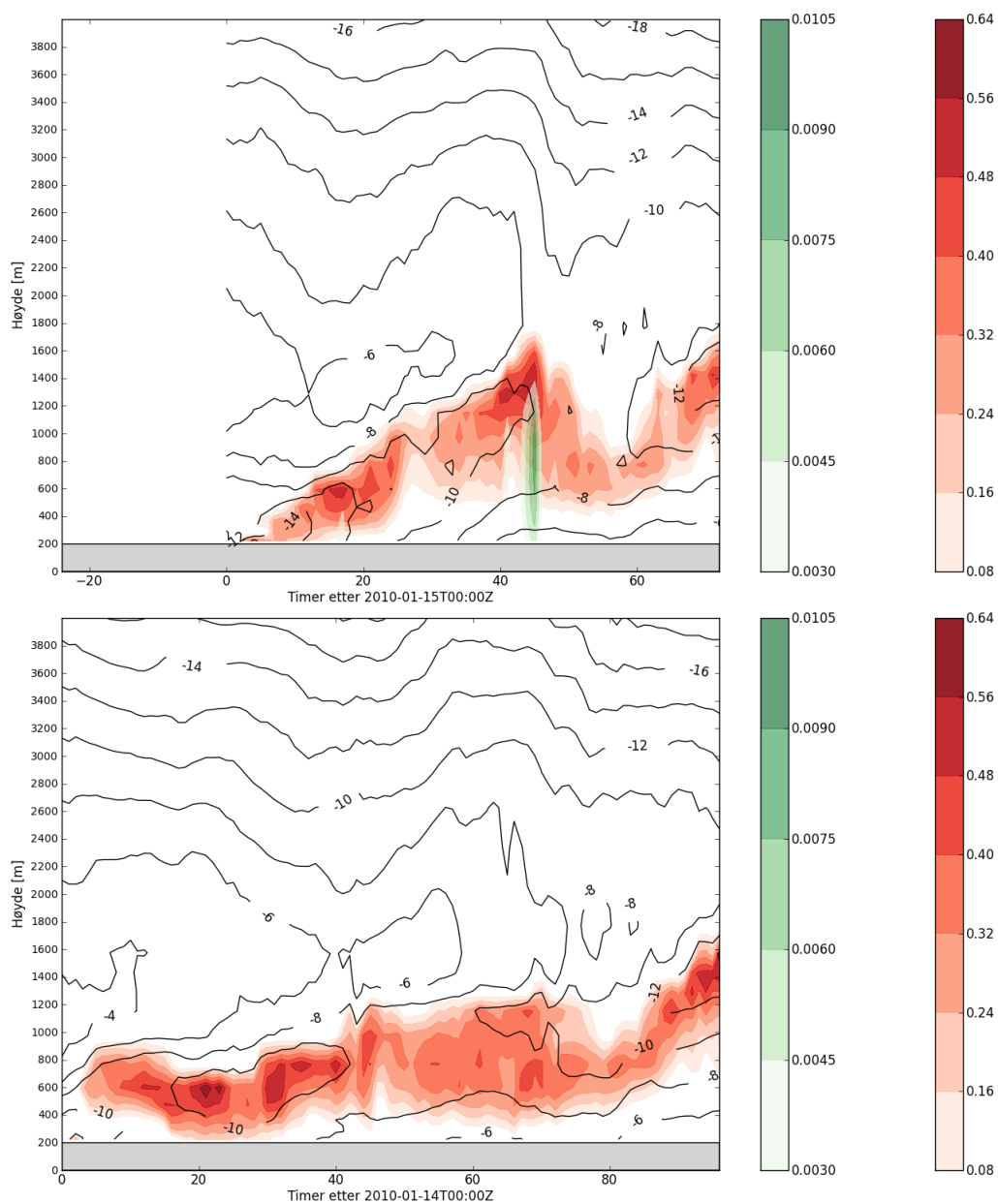
man benytter ERA Interim, er ikke slike ferdiglagde ensembler like lett tilgjengelig.

På grunn av disse komplikasjonene er ikke ensemblesimuleringer benyttet i denne oppgaven.

3.6 Prøvekjøringer

3.6.1 Sensitivitet med hensyn til starttidspunkt

Som vist i figur 3.6 kan WRF-simuleringer være sensitive med hensyn på starttidspunktet for simuleringen. Figuren er for simuleringer gjort for Gardermoen-caset (kapittel 4.2), og viser at utviklingen av både skyvann, nedbør og temperatur blir forskjellige. Forskjellene er såpass betydelige at det blir problematisk å verifisere simuleringen mot nedbørsobservasjoner i METAR-meldingene fra flyplassen. Årsaken er at de meteorologiske feltene ved starttidspunktet er svært styrende for utviklingen - de meteorologiske feltene for senere tidspunkt benyttes bare som randbetingelser på det ytre domenet, og påvirker derfor ikke i like stor grad det som skjer på liten skala i det innerste domenet.



Figur 3.6: Utvikling for skyvann (rødt, g/m^3) og regn (grønt, g/m^3) for to simuleringer med WRF der den eneste forskjellen er starttidspunktet. Den nederste delen av figuren viser utviklingen når simuleringen hadde starttidspunkt 2010-01-14T00:00, mens den øverste delen av figuren viser utviklingen for den samme simuleringen startet 24 timer senere.

3.6.2 Nudging

En lovende mulighet for å unngå problemet med at starttilstanden blir så styrende er å benytte en teknikk som kalles nudging FDDA¹² [Deng 2007]. Poenget med dette er å la de meteorologiske analysefeltene (eller observasjoner) for senere tidspunkt enn starttidspunktet få påvirke simuleringen mer enn som randbetingelser for det ytre domene. Nudging betyr at modellens verdi for en gitt variabel i en gridboks forsiktig dyttes i retning av analyseverdien for den samme variabelen i den samme gridboksen for det aktuelle tidspunktet. Følgende felter kan nudges: Vind (u- og v-komponentene), temperatur og vanndamp.

Nudging gjøres ved at de styrende likningene modifiseres med ekstra ledd slik at tendensen til en variabel påvirkes av differansen mellom analysen og modellen. Dette betyr at man for en gitt variabel θ med en analyse (eller observasjon) θ_a legger til følgende ledd i kontinuitetslikningen for θ :

$$\frac{\theta - \theta_a}{\tau_\theta}, \quad (3.4)$$

der τ_θ er utlikningstiden (relaxation time) for variabelen. For at det nye leddet skal ha samme størrelsesorden som de andre må koeffisienten $1/\tau_\theta$ settes til en passende verdi. [Deng 2007] angir $0.0003s^{-1}$ som en typisk verdi for koeffisientene (noe som svarer til ca 1 time), men sier også at man kan vurdere lavere verdier for vanndamp. Årsaken til dette er at det er større usikkerhet knyttet til vanndampobservasjoner enn vind- og temperaturobservasjoner fra radiosonder.

Man kan også konfigurere hvilke domener som skal nudges, og nudgingen kan skrus av i grenselaget eller under et gitt lag i modellen. Det som ser ut til å fungere best for casene i denne oppgaven er å skru på nudging i de to ytterste domenene, og å bruke den anbefalte koeffisientverdien ($0.0003s^{-1}$) for vind og temperatur, men å bruke en litt lavere verdi ($0.0002s^{-1}$) for vanndamp.

Men selv med en slik konfigurasjon ser nudging ut til å ha en tendens til å dra modellens tilstand bort fra metning, slik at det blir mindre skyer og derfor mindre nedbør enn observert. Til slutt har vi derfor valgt å ikke benytte nudging i casene som presenteres i kapittel 4.

3.6.3 Betydningen av horisontal oppløsning

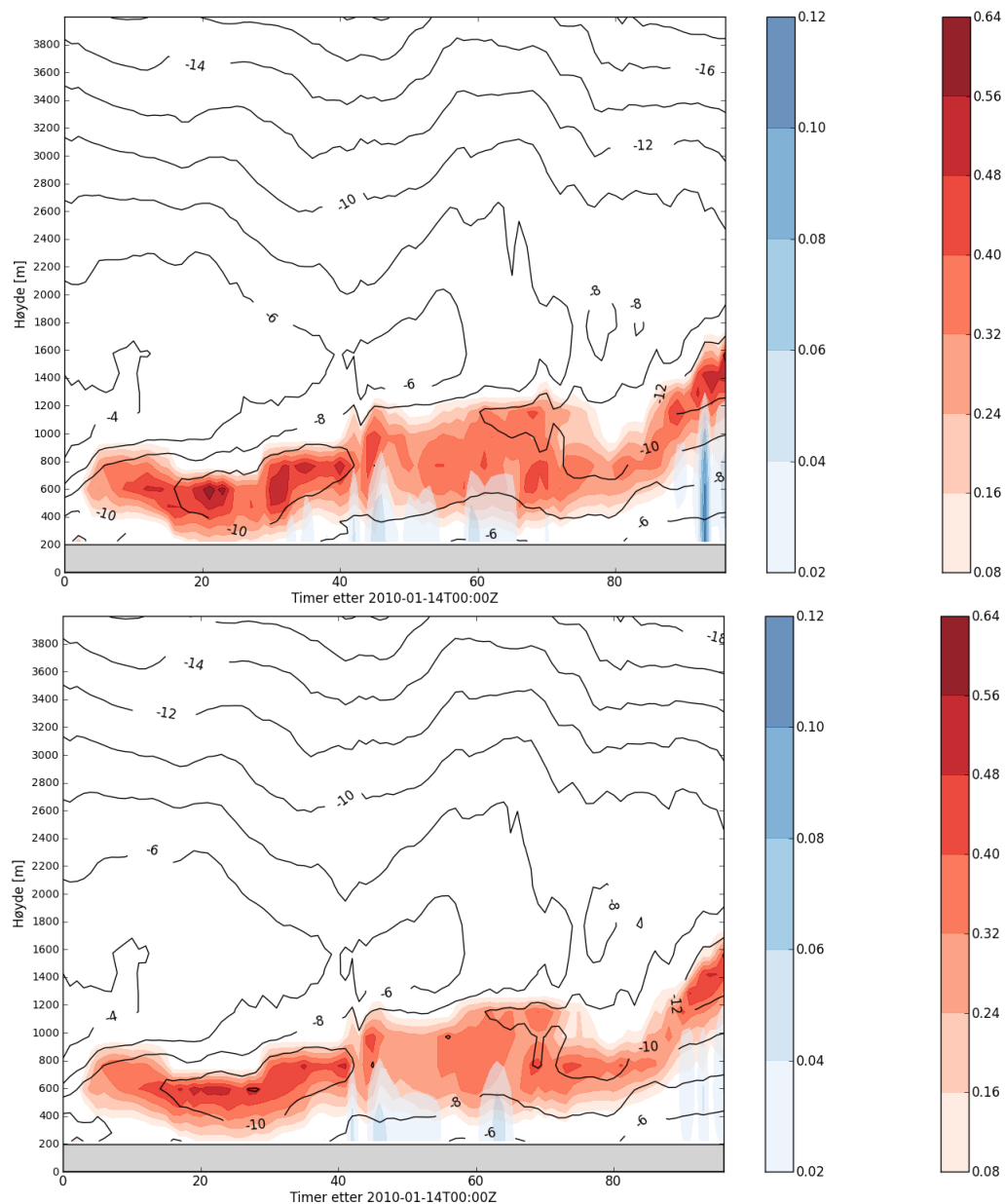
Det krever mye mer ressurser å kjøre en simulering med fire nøstede domener der det innerste domenet har en horisontal gitterstørrelse på 1 km, enn å kjøre med tre nøstede domener der det innerste har en gitterstørrelse på 3 km.

Faktorer som taler for å kjøre med 4 nøstede domener og høy oppløsning er:

1. Terrenget løses bedre opp, noe som har betydning for orografiske effekter.
2. Strukturen i skyene løses bedre opp.

¹²Four Dimensional Data Assimilation

Prøvekjøringer tyder på at det blir mindre skyvann og nedbør hvis det innerste domene har gitterstørrelse 3 km, se figur 3.7. Mengden akkumulert nedbør stemmer bedre overens med observasjonene i simuleringer med høy oppløsning. Dette er et kjent fenomen også for andre mesoskalamodeller enn WRF, se [Kristjánsson 1991] som argumenterer for at en viktig underliggende mekanisme er at de vertikale bevegelsene forsterkes med høyre oppløsning og at fronter blir smalere.



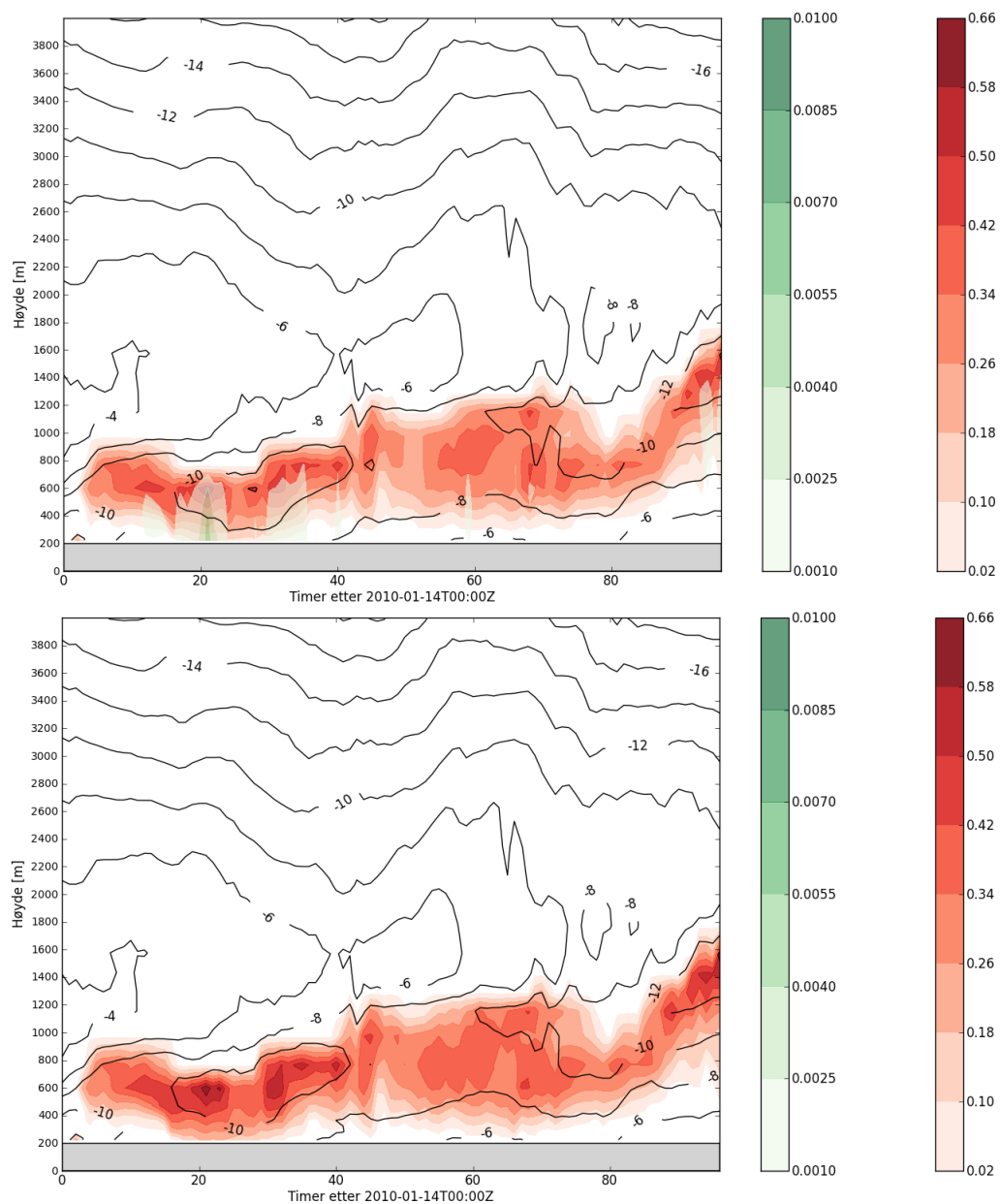
Figur 3.7: Utvikling for skyvann (rødt, g/m^3) og snø (blått, g/m^3) i en simulering av Gardermoen-caset. 1km-domenet øverst og 3km-domenet nederst.

3.6.4 Effekt av preskribert dråpeantall

I Thompson-skjemaet i WRF preskriberes dråpeantallet. Dette er anbefalt å være 100 dråper per cm^3 for maritim luft og 300 dråper per cm^3 for kontinental luft. Den midlere dråpestørrelsen \bar{D} er omvendt proporsjonal med dråpeantallet N : for eksempel, dersom vi antar en Marshall-Palmer-fordeling 2.15 så får vi ved å bruke definisjonen av middelværdi og likning 2.20 at

$$\bar{D} = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} D N(D) dD = \frac{N_0}{N} \int_0^{\infty} D e^{-\lambda D} dD = \frac{N_0}{N \lambda^2}. \quad (3.5)$$

En konsekvens er at det lettere felles ut nedbør som regn med et lavt dråpeantall. Effekten er demonstrert i figur 3.8.



Figur 3.8: Utvikling for skyvann (rødt, g/m^3) og regn (grønt, g/m^3) i to simuleringer av Gardermoen-caset som er like bortsett fra at det preskriberte dråpeantallet er 100 dråper per cm^3 øverst og 300 dråper per cm^3 nederst.

Kapittel 4

Simulering av forekomster av underkjølt skyvann

4.1 Danmark februar 2012

Vi har vært så heldige å få tilgang til måledata fra et kommersielt selskap¹ som hjelper flyprodusenter med å finne steder for å gjennomføre isingstester. I februar 2012 gjennomførte de testflyvinger ut fra Aarhus flyplass ved Tirstrup i Danmark. Flyet var instrumentert for å måle temperatur, skyvanninnhold og median volumdiameter til skydråper (MVD). Vi har fått tilgang til data fra disse flyvingene og har valgt to av dem for nærmere analyse. Det er sjelden man får tilgang til slike in-situmålinger av skyvann og MVD, så dette er en god mulighet til å evaluere hvor godt Thompson- og Morrisonskjemaene er istand til å simulere skyer med underkjølt skyvann.

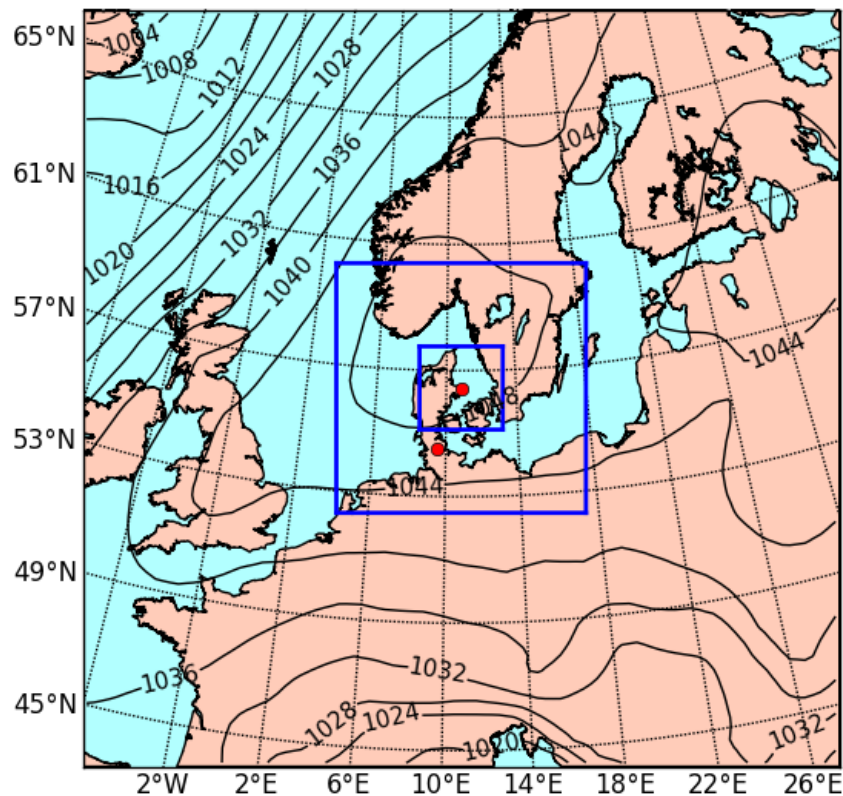
Flyplassen i Tirstrup (56.31°N, 10.63°E) ligger ved kysten øst på Jylland. Den første flyvingen vi vil studere var 8. februar 2012 og gikk ut over Kattegat nordøst for Tirstrup, mens den andre var 17. februar 2012 og gikk inn over land nordvest for Tirstrup til området rundt Randers. I begge tilfeller gikk flyvingene inn i skyer med underkjølt skyvann, og var dermed vellykkede siden formålet var å provosere fram ising på flyet.

For å simulere disse tilfellene har vi valgt å benytte tre domener i WRF, se figur 4.1. Domenene har horisontal oppløsning på henholdsvis 27 km, 9 km og 3 km. For tilfellet 17. februar 2012 har vi i tillegg valgt å ha et indre domene på 1 km. Hvert domene har 100 gridbokser i vest-øst- og sør-nordretning.

4.1.1 Kattegat 8. februar 2012

METAR-meldingene fra Aarhus flyplass (EKAH) rapporterer 8. februar 2012 om overskyet vær med skybasen i høyde 1100 - 1500 fot, dvs. i 350 - 500 meter, og temperatur på -7°C på morgenen som stiger til -2°C utover dagen. Vindretningen er fra nordvest 1 – 2 meter per

¹De har bedt oss om å ikke referere til dem ved navn.



Figur 4.1: Domener i WRF-simuleringen, inkluderer havnivåtrykk for den første simuleringen 2012-02-08T00Z. Tirstrup og Schleswig er markert med røde prikker.

sekund. Klokka 0850UTC meldes det i tillegg om delvis skyer i 2100 fots høyde (ca. 650 m). En METAR-melding fra klokka 1020UTC melder om litt snø.

Beskrivelsen av flyvningen denne dagen er som følger²:

En flyvning ble gjennomført inn i omfattende og lagdelte stratocumulusskyer nordøst for Tirstrup flyplass, nær kysten. Flyvningen startet ca 07:30UTC og endte ca 09:00UTC. Til å begynne med (ca kl 08:00UTC) tok flyet målinger i ca 4000 fots høyde³ i skyer med temperatur mellom -8 og -9 grader Celsius. Disse skyene hadde LWC 0.5 - 0.7 gm⁻³ og MVD omtrent 18 mikrometer.

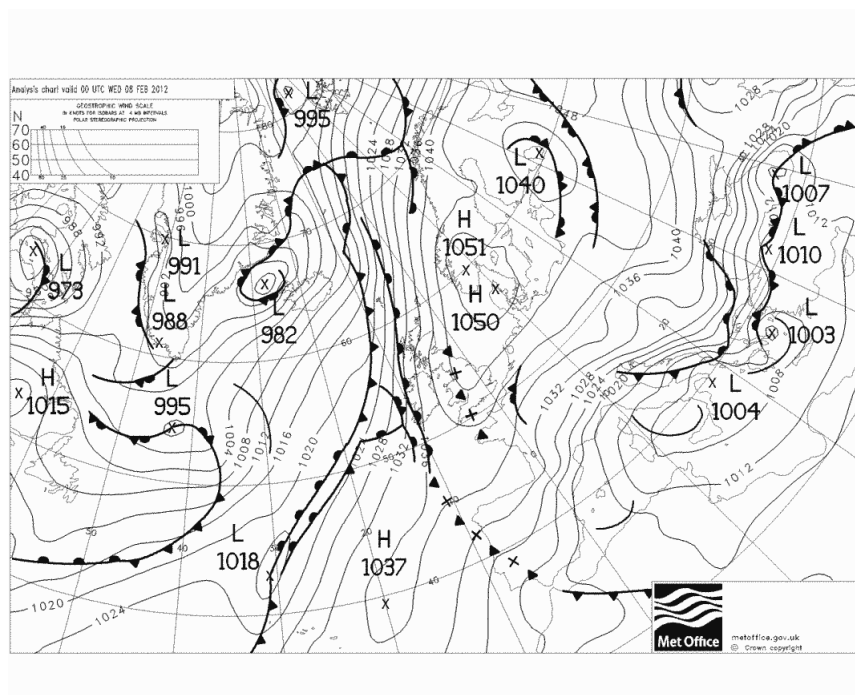
Flyet gikk så lavere og målte ca. 08:30UTC skyer i 2000-2500 fots høyde: Temperatur -5 til -7 grader Celsius, LWC 0.1 - 0.5 gm⁻³. MVD-målingene viste 14-18 mikrometer, men ble gjort med et mindre nøyaktig instrument enn det som målte MVD høyere opp.

²Beskrivelsen er oversatt til norsk og noe omformulert etter ønske fra selskapet som har gitt oss tilgang til måledataene.

³Det er noe usikkerhet knyttet til denne høydeangivelsen.

Som det framgår av figur 4.2 har vi å gjøre med en høytrykksituasjon - trykket er faktisk uvanlig høyt, ca 1050 hPa. Dette betyr at det overordnet sett er nedsynkende luftbevegelser, og ofte vil det under slike forhold være lite skyer siden slik nedsynkende luft inneholder lite vanndamp. Men om vinteren kan det likevel forekomme skyer under et inversjonslag, som vi vil se er tilfellet i denne situasjonen.

Figur 4.3 viser at det i løpet av dagen 8. februar er et lavtrykk som beveger seg inn mot Danmark fra øst, og en tilhørende kaldfront kommer inn over Danmark nordøstfra. En slik front kan bringe med seg kaldere og tyngre luft som kiler seg inn under de luftmassene som er i området fra før. Dette kan bidra til skydannelse siden den relativt sett varmere luften presses opp og avkjøles adiabatisk.

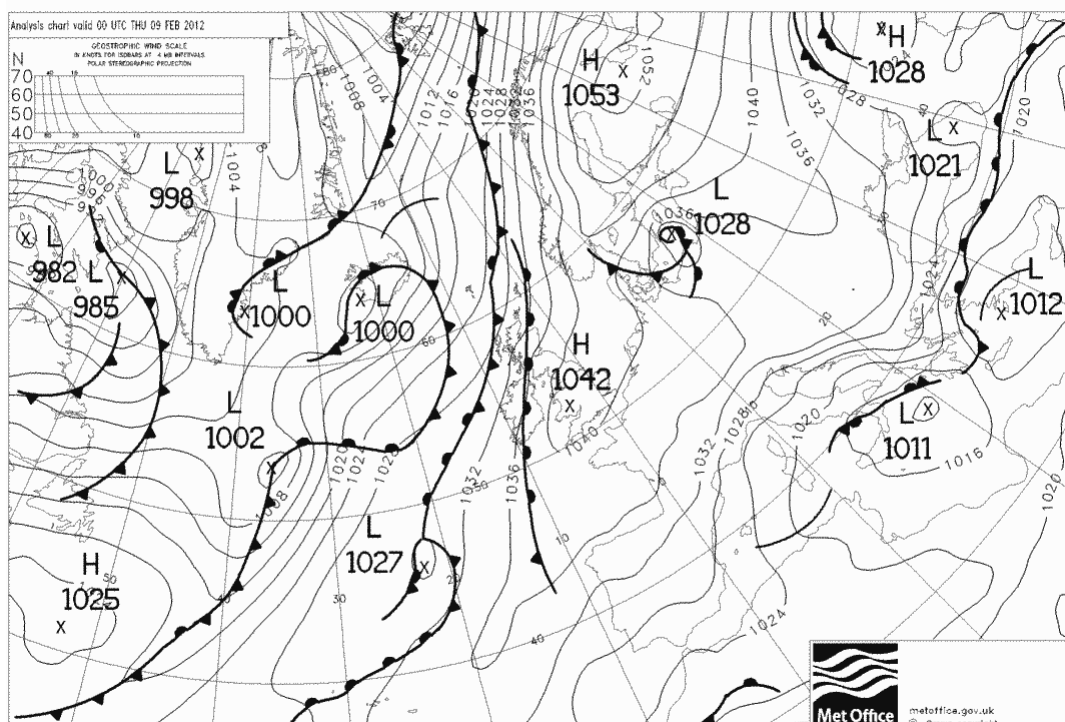


Figur 4.2: Synoptisk kart 8. februar 2012 kl 00:00Z, analyse fra UK Met Office. Lastet ned fra <http://www.wetterzentrale.de/topkarten/fsfaxbra.html>.

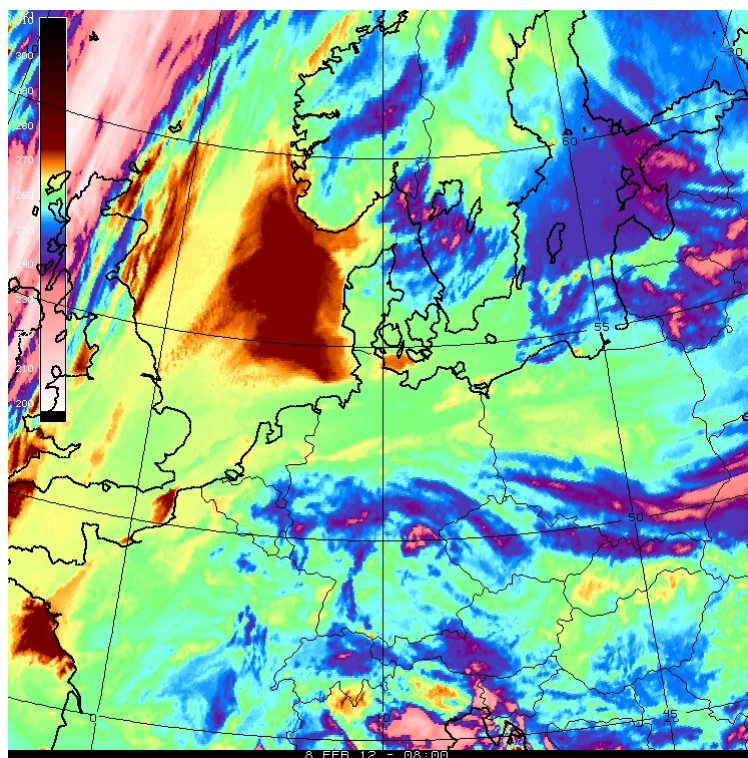
Satelittbildet i figur 4.4 viser skyer i Kattegat som svarer til beskrivelsen fra flyvingen. Men blåfargen på skyene i satelittbildet indikerer en skytopptemperatur på ca. -20°C .

Radarbildet i figur 4.5 viser noen små flekker som indikerer litt nedbør i Kategatt.

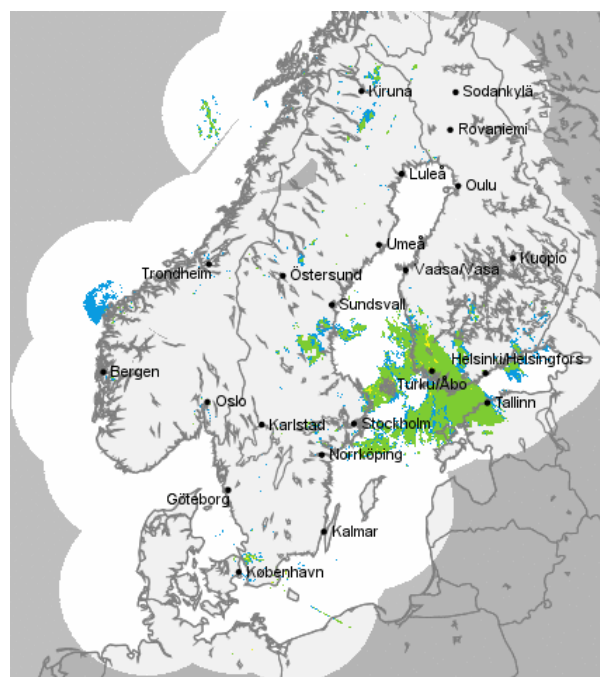
De nærmeste værstasjonene som sender opp værballonger to ganger i døgnet, er i Gøteborg (stasjonsnr 02527) og Schleswig (stasjonsnr 10035), men begge ligger dessverre et godt stykke unna Tirstrup. Et sondediagram for Schleswig fra 2012-02-08T12Z vises i figur 4.6, og viser i likhet med observasjonene fra Tirstrup lavtliggende skyer og en svært markert inversjon ved ca. 950 hPa. Fra Gøteborg mangler dessverre sonderingen fra 2012-02-08T12Z, men sonderingen fra 2012-02-08T00Z er vist i figur 4.7. Denne indikerer også skyer og har en inversjon noe høyere ved ca. 900 hPa.



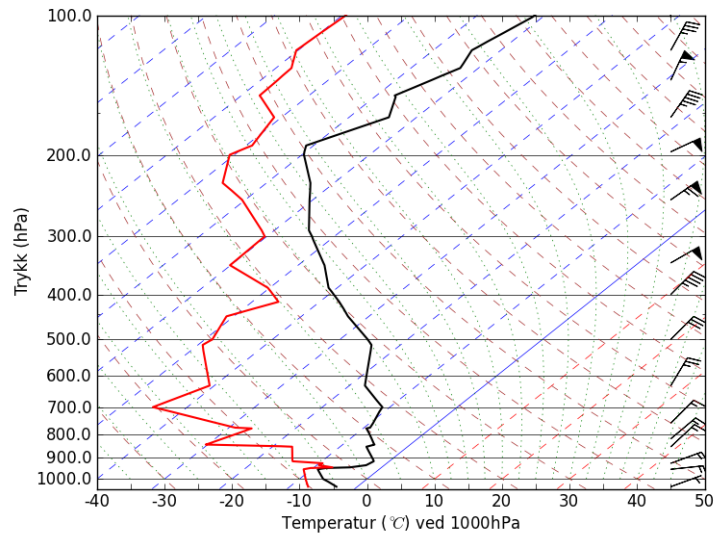
Figur 4.3: Synoptisk kart 9. februar 2012 kl 00:00Z, analyse fra UK Met Office. Lastet ned fra <http://www.wetterzentrale.de/topkarten/fsfaxbra.html>.



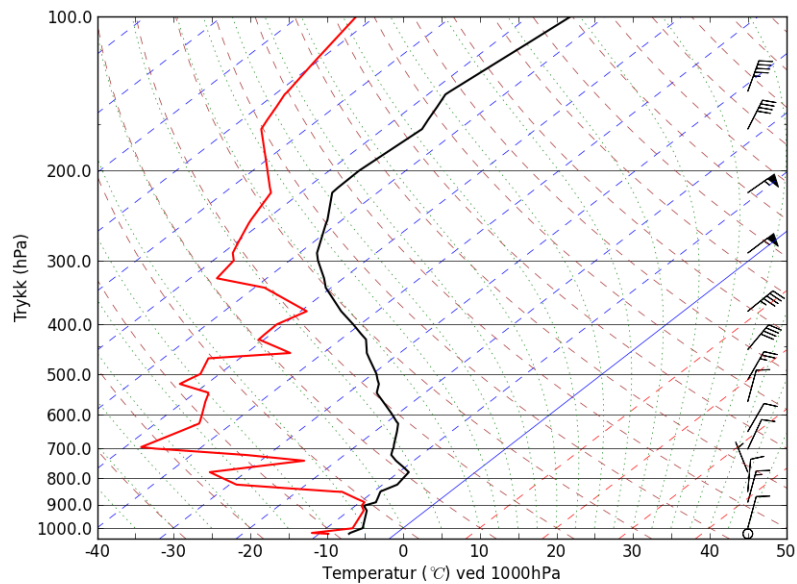
Figur 4.4: Satelittbilde (infrarødt) 8. februar 2012 kl 08:00Z. Rødt (300K - 275K), oransje/gult (275K - 265K), grønt (265K - 255K), blått (255K - 240K), fiolett (<240K).



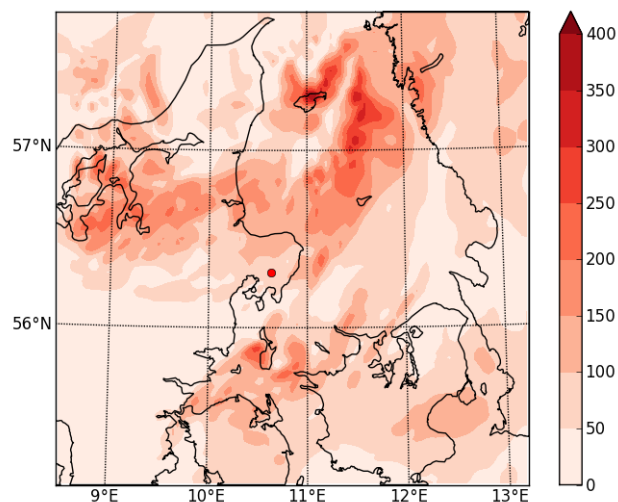
Figur 4.5: Radarobservasjoner 8. februar 2012 kl 08:00Z



Figur 4.6: Sondediagram fra Schleswig (10035) 2012-02-08T12Z. Data lastet ned fra <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>.



Figur 4.7: Sondediagram fra Gøteborg (02527) 2012-02-08T00Z. Data lastet ned fra <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>.



Figur 4.8: Skyvann og regn integrert vertikalt (gm^{-2}) ved tidspunkt 2012-02-08T08Z. Aarhus flyplass markert med rød prikk.

Simulering med Morrisonskjemaet

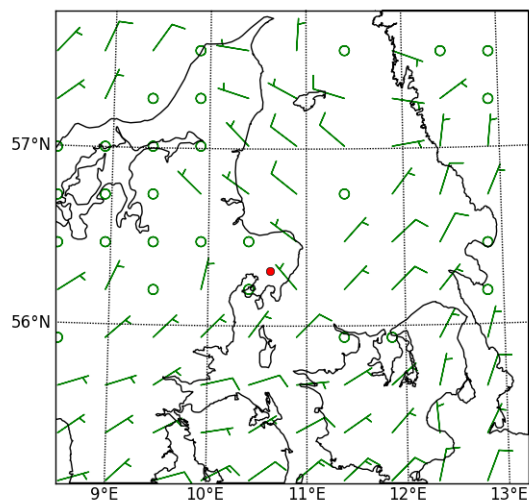
I WRF-simuleringen med Morrisonskjemaet satt vi i dette tilfellet CCN-konfigurasjonen slik at $C = 500$ og $K = 0.5$ i likning 2.49. Området over Kattegat er åpenbart maritimt, men siden vinden er fra kontinentale områder lengre øst virker det riktig å operere med en konfigurasjon som gir en mellomting mellom det rent maritime og det rent kontinentale tilfellet.

Som vist i figur 4.8 er det mye skyer i hele området på det aktuelle tidspunktet 08UTC, og vi finner også igjen skyer i området nordøst for Tirstrup som synes å kunne svare til de som ble observert i flyvingen. Plasseringen av skyene stemmer brukbart overens med satellittbildet i figur 4.4, men som vi ser at i figur 4.10 er ikke skytopptemperaturene i samsvar med satellittbildet (men det kan tenkes at satellittbildet viser noen høyere skyer som ikke forekommer i simuleringen).

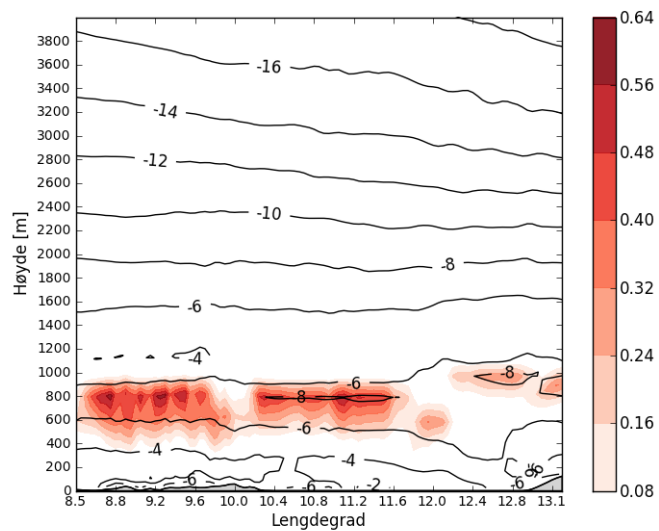
Figur 4.9 viser vindfeltet i Morrisonsimuleringen som stemmer overens med den synoptiske situasjonen (antisyklonisk), og vinden ved Aarhus flyplass stemmer med METAR-meldingene.

Figur 4.10 viser et tverrsnitt i vest-øst retningen litt nord for Tirstrup. Både temperatur og skyvanninnhold stemmer godt overens med in-situobservasjonene. Den eneste åpenbare mangelen er at det ikke er noen skyer i 4000 fots høyde (ca. 1200 meter).

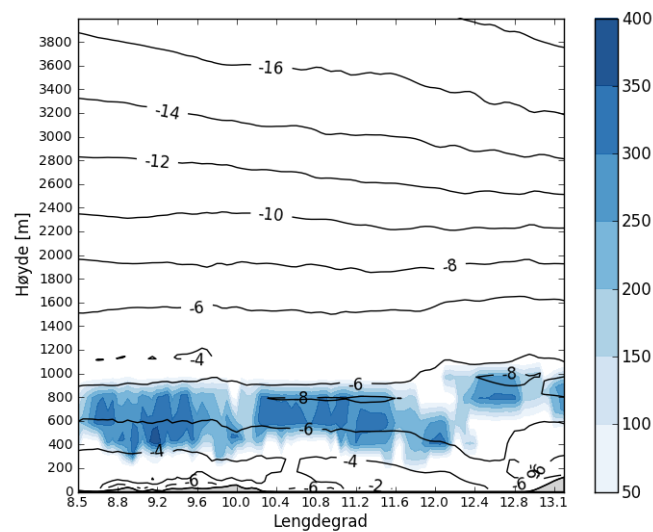
Siden denne simuleringen er gjort med Morrisonskjemaet der dråpeantallet ikke er preskribert kan vi også plote dette, og også bruke likning 2.25 for å finne og plote MVD. Dråpeantallet er plottet i figur 4.11 - man kan diskutere om dråpeantallet er noe høyt, men dette er det vanskelig å vite noe sikkert om siden vi ikke har observasjoner å



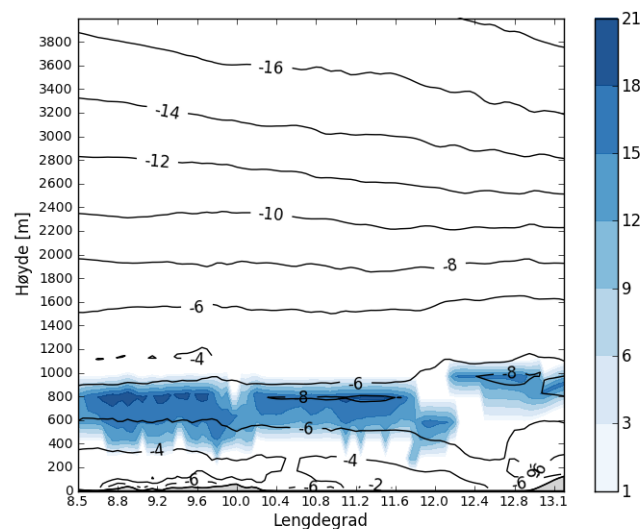
Figur 4.9: 10-meter vind ved tidspunkt 2012-02-08T08Z.



Figur 4.10: XZ-plott (56.6°N, litt nord for Tirstrup) ved tidspunkt 2012-02-08T08Z. Fylte konturer er skyvann (gm^{-3}). Temperaturkonturer er i grader Celsius.

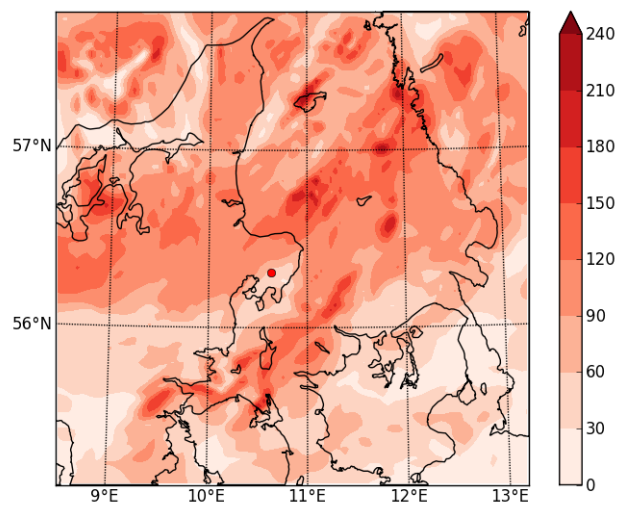


Figur 4.11: XZ-plott (56.6°N, litt nord for Tirstrup) ved tidspunkt 2012-02-08T08Z. Fylte konturer er dråpeantall (cm^{-3}). Temperaturkonturer er i grader Celsius.



Figur 4.12: XZ-plott (56.6°N, litt nord for Tirstrup) ved tidspunkt 2012-02-08T08Z. Fylte konturer er MVD (μm). Temperaturkonturer er i grader Celsius.

sammenlikne med. Men MVD i figur 4.12 ser veldig bra ut i forhold til observasjonene på ca 18 mikrometer. Observasjonene indikerte også noe lavere verdier på MVD lengre ned i skydekket, noe som også gjenskapes på en god måte i simuleringen.



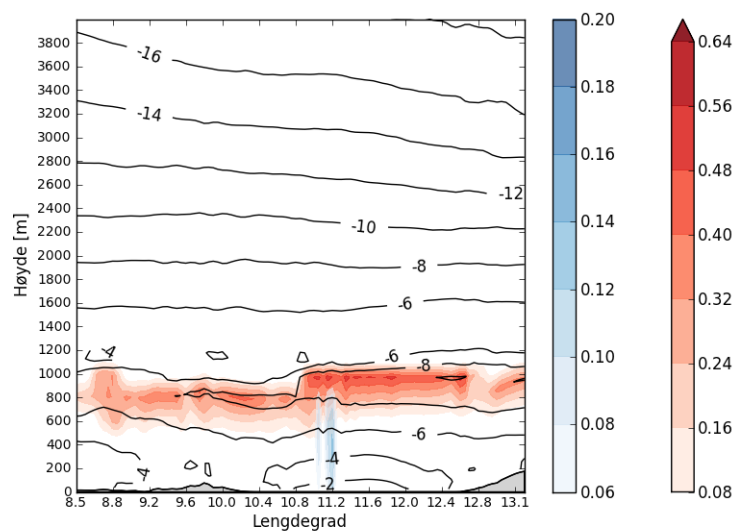
Figur 4.13: Skyvann og regn integrert vertikalt (gm^{-2}) ved tidspunkt 2012-02-08T08Z. Aarhus flyplass markert med rød prikk.

Simulering med Thompsonskjemaet

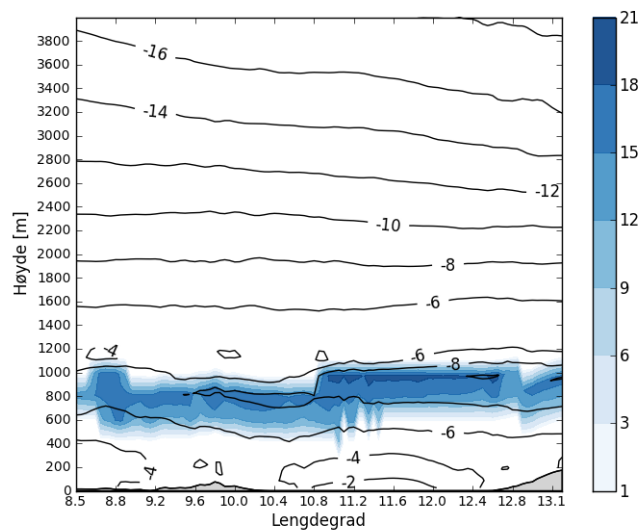
I WRF-simuleringen med Thompsonskjemaet var dråpeantallet satt til 250 per cm^3 . Skydekket i området er illustrert med figur 4.13. Som vi ser er skyene nordøst for Tirstrup mer markerte enn med Morrisonskjemasimuleringen. Men legg også merke til at skyvanninnholdet er generelt lavere med Thompsonskjemasimuleringen, noe som kan tyde på at det blir mer nedbør med Thompsonskjemaet. Sammenfallet i skyenes plassering med satelittbildet i figur 4.4 er også i dette tilfellet brukbart.

Som vist i figur 4.14 ligger skydekket høyere i Thompsonskjemasimuleringen enn med Morrisonskjemasimuleringen. Skyene har også en litt kaldere kjerne, som stemmer litt bedre med observasjonene ($-8^{\circ}C$ til $-9^{\circ}C$). I tillegg blir det noe snø, dette stemmer også bedre med observasjonene. Skyene ligger opp mot 1100 meter, som er mye nærmere observasjonen på 1200 meter enn Morrisonskjemasimuleringen. Vindfeltet med Thompsonskjemaet er omtrent identisk med vindfeltet fra Morrisonskjemasimuleringen.

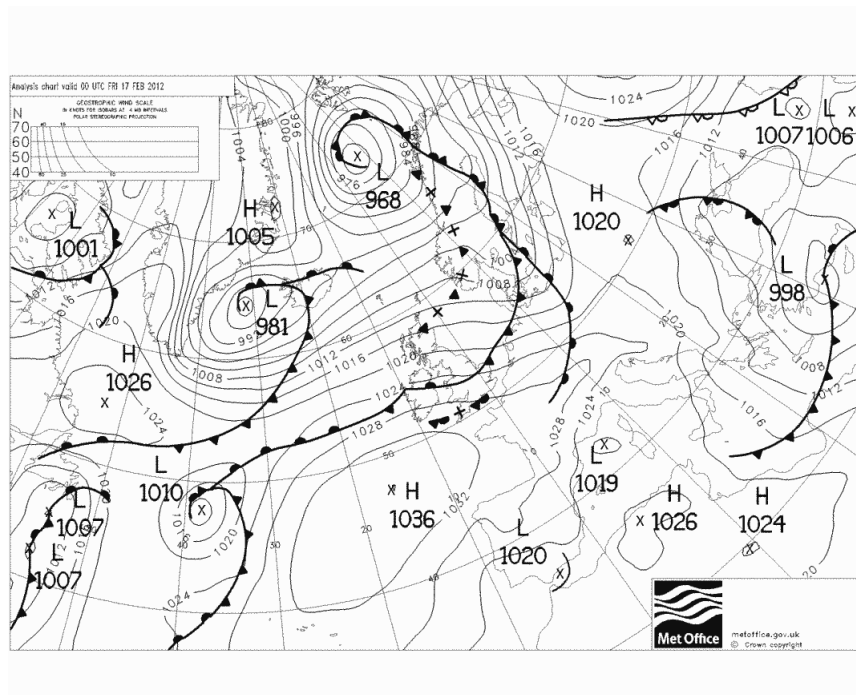
Selv om dråpeantallet er fast kan vi beregne MVD med den samme formelen som vi brukte for Morrisonskjemaet. Resultatet vises i figur 4.15, og vi ser at også Thompsonskjemasimuleringen gir verdier som stemmer godt overens med observasjonene.



Figur 4.14: XZ-plott (56.75°N, litt nord for Tirstrup) ved tidspunkt 2012-02-08T08Z. Røde fylte konturer er skyvann (gm^{-3}), blå er snø (gm^{-3}). Temperaturkonturer er i grader Celsius.



Figur 4.15: XZ-plott (56.75°N, litt nord for Tirstrup) ved tidspunkt 2012-02-08T08Z. Fylte konturer er MVD (μm). Temperaturkonturer er i grader Celsius.



Figur 4.16: Synoptisk kart 17. februar 2012 kl 00:00Z, analyse fra UK Met Office. Lastet ned fra <http://www.wetterzentrale.de/topkarten/fsfaxbra.html>.

4.1.2 Randers 17. februar 2012

METAR-meldingene fra Aarhus flyplass (EKAH) rapporterer 17. februar 2012 om delvis skyet vær med skybasen i høyde 2100 - 2300 fot, dvs. i 700 - 800 meters høyde, og temperatur på $+7^{\circ}\text{C}$. Vindretningen er fra vest-nordvest 5 – 8 meter per sekund. Det rapporteres ikke om nedbør.

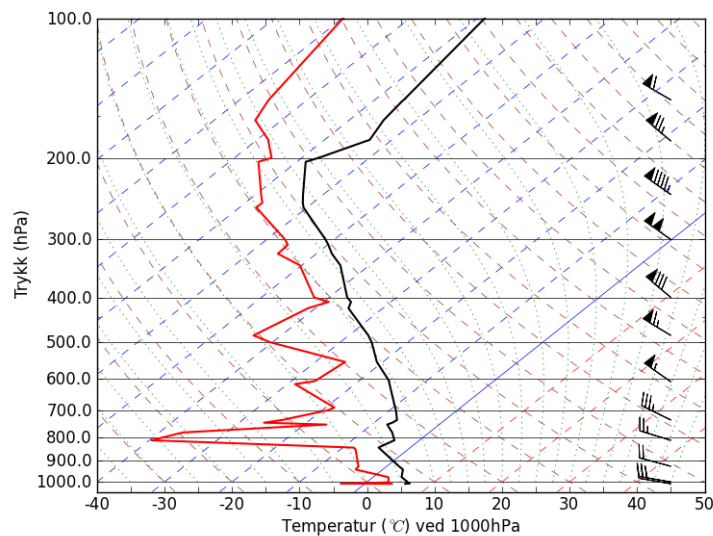
Som det framgår av figur 4.16 er det et lavtrykk utenfor Nord-Norge med fronter som strekker seg ned til Danmark. Den aktuelle flyvingen skjedde ca. kl. 13:00UTC, og på det tidspunktene hadde frontene passert noen timer tidligere. Isobarene ligger forholdsvis tett, noe som indikerer frisk vind fra vest (som stemmer bra overens med METAR-meldingene).

En oppstrøms sondering fra Ekofisk vises i figur 4.17.

Beskrivelsen av flyvningen denne dagen er som følger⁴:

Flyvningen varte fra 12:47UTC til 14:31UTC, og gikk inn i striper av stratocumulus som utviklet seg nordvest for Tirstrup. Etter å ha tatt av fra Tirstrup klatret flyet raskt og fløy i nordvestlig retning for å utforske skyer nær Randers i ca. 5000 fots høyde. Som forventet hadde skyene varierende vanninnhold $0.2 - 1.0 \text{ gm}^{-3}$, noe som var avhengig av hvordan flyet var horisontalt orientert i forhold til skystripene. Det var en rekke 10-minutters skypassasjer mellom 12:52UTC og 13:27UTC. MVD var 20-27 mikrometer,

⁴Beskrivelsen er oversatt til norsk og noe omformulert etter ønske fra selskapet som har gitt oss tilgang til måledataene.



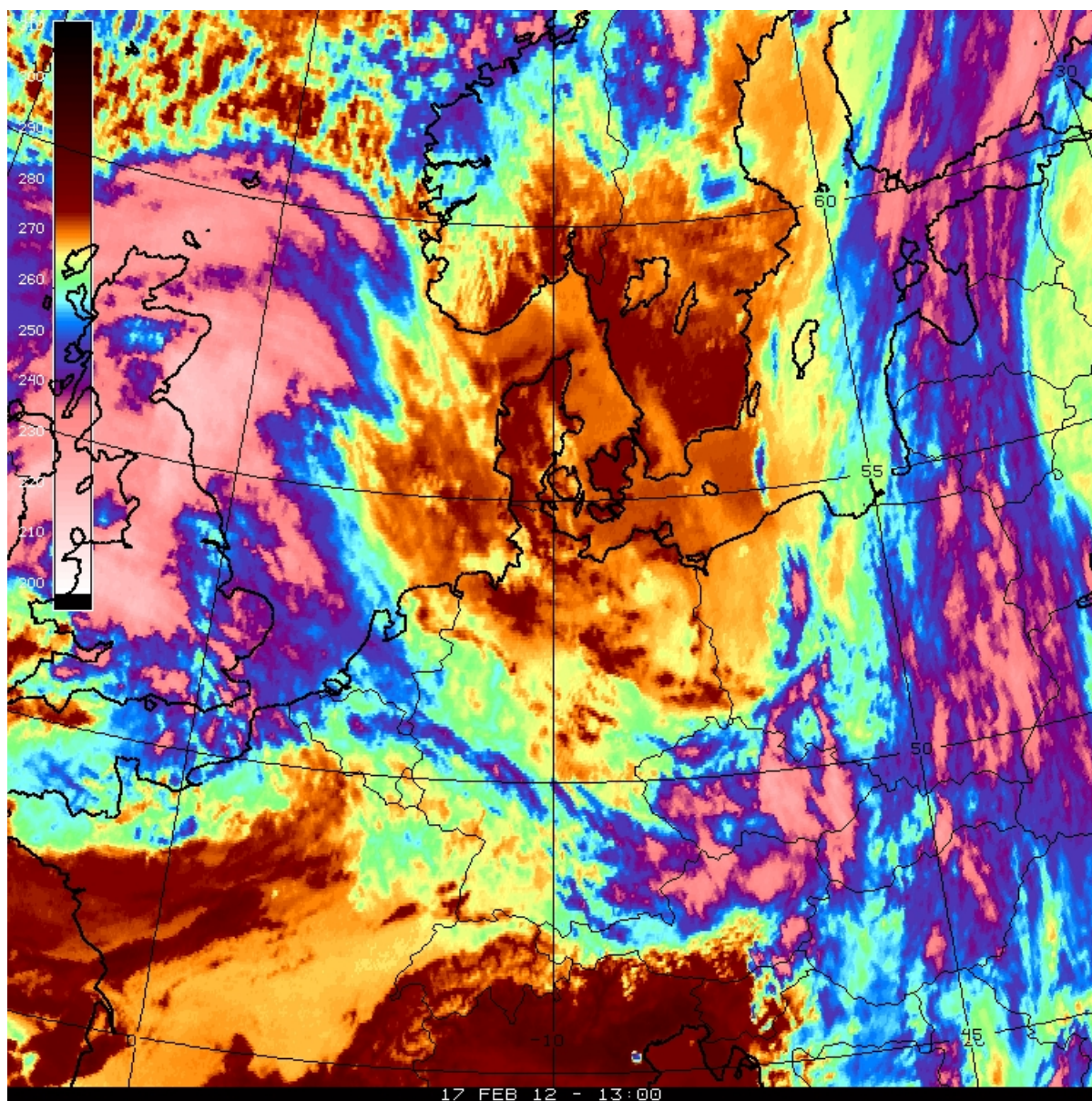
Figur 4.17: Sondediagram fra Ekofisk (01400) 2012-02-12T12Z. Data lastet ned fra <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>.

og temperaturene var -4°C til -6°C mellom 4200 og 5000 fot.

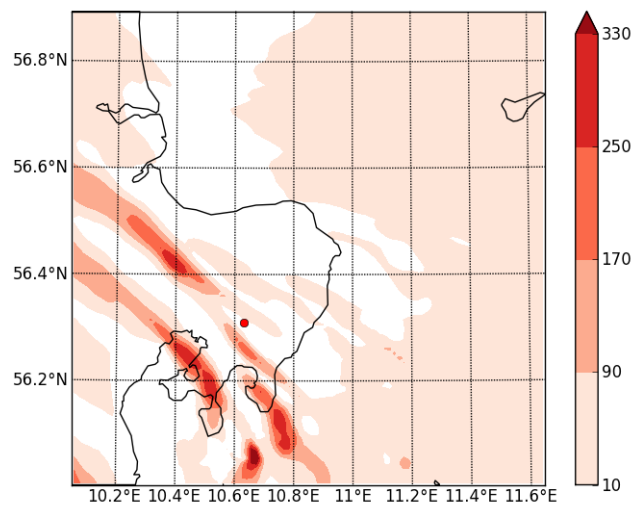
Etter å ha orientert flyet bedre i relasjon til skyene, hadde flyet mellom 13:32UTC og 14:07UTC en lengre passasje i en sky. Vanninnhold $0.4 - 1.3 \text{ gm}^{-3}$, MVD > 22 mikrometer, og temperaturen var omtrent -5°C . Der skyvanninnholdet var størst var MVD 25-35 mikrometer.

Etter å ha kommet over skyene ved ca. 5200 fot, gikk flyet lavere og utforsket skyene en siste gang før landing ved Tirstrup. Denne gangen var skyvanninnholdet $0.2 - 0.5 \text{ gm}^{-3}$, MVD 20-28 mikrometer, og temperaturen var -4°C til -5°C .

Satelittbildet i figur 4.18 viser stort sett klarvær over Danmark (rød farge). Vest og nordvest for Tirstrup ser vi et bånd av skyer (gul farge) som svarer til de observerte skyene. Temperaturen på skytoppene ligger rundt -8°C .



Figur 4.18: Satelittbilde (infrarødt) 17. februar 2012 kl 13:00Z. Rødt (300K - 275K), oransje/gult (275K - 265K), grønt (265K - 255K), blått (255K - 240K), fiolett (<240K).

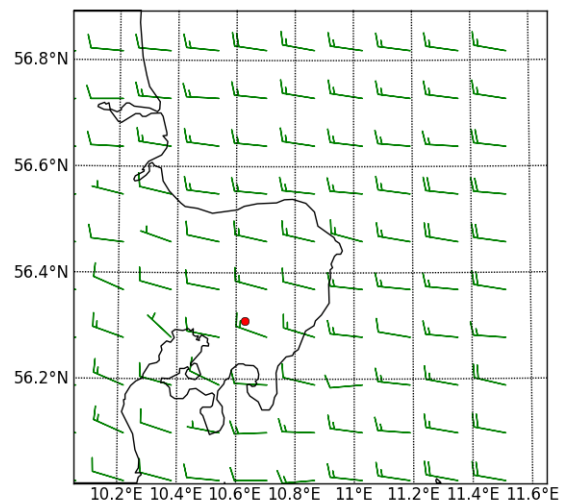


Figur 4.19: Skyvann og regn integrert vertikalt (gm^{-2}) ved tidspunkt 2012-02-17T13Z. Aarhus flyplass markert med rød prikk.

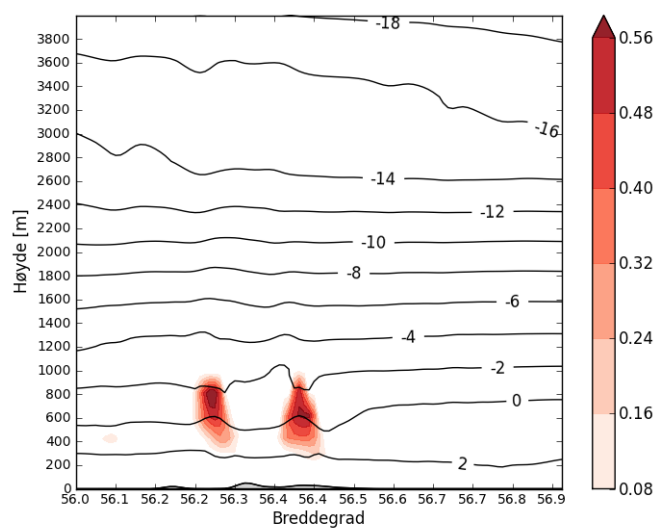
Simulering med Morrisonskjemaet

Også i denne WRF-simuleringen med Morrisonskjemaet satt vi CCN-konfigurasjonen slik at $C = 500$ og $K = 0.5$ i likning 2.49. For å løse opp skyene bedre brukte vi et indre domene med 1 km oppløsning. Figur 4.19 viser dette domenet, og skyene slik de er ved tidspunkt 2012-02-17T13Z. Vi finner skyer nordvest for Tirstrup som ser ut til å svare til de observerte skyene. Figur 4.20 viser vindfeltet i Morrisonsimuleringen som stemmer overens med den synoptiske situasjonen og METAR-meldingene fra Aarhus flyplass.

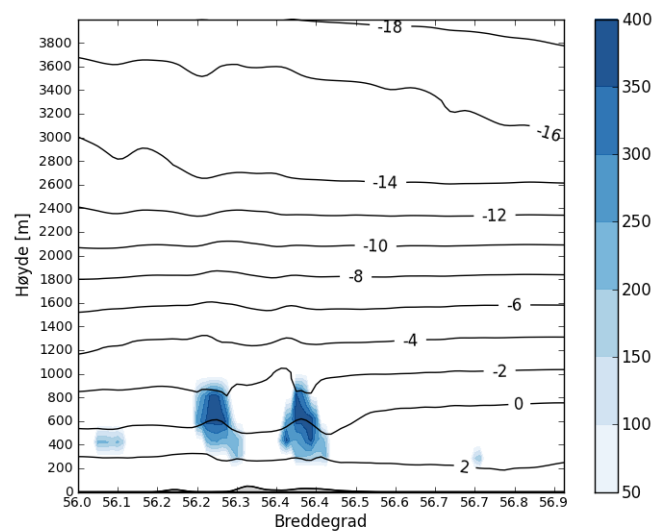
Figur 4.21 viser et tverrsnitt i sør-nord retningen litt vest for Tirstrup. De observerte skyene var i 1300-1500 meters høyde, mens skyene i Morrisonsimuleringen ligger mye lavere, og er derfor også varmere. Temperaturen i 1300-1500 meters høyde stemmer bra overens med observasjonene. Vanninnholdet i skyene er også for lavt, og som det framgår av figur 4.23 er dråpestørrelsen mindre enn den observerte.



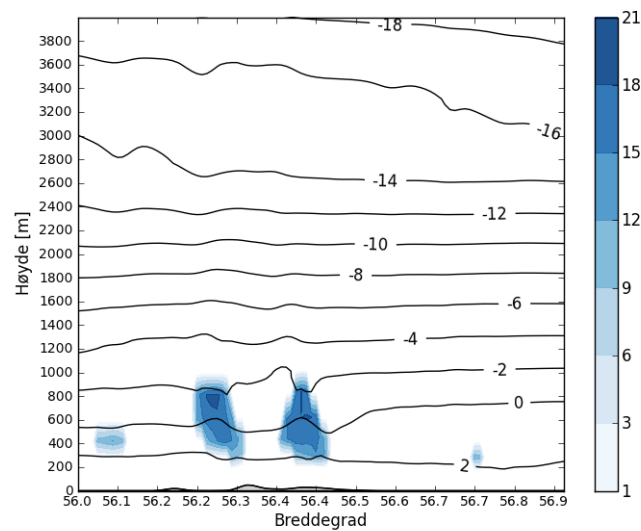
Figur 4.20: 10-meter vind ved tidspunkt 2012-02-17T13Z. Aarhus flyplass markert med rød prikk.



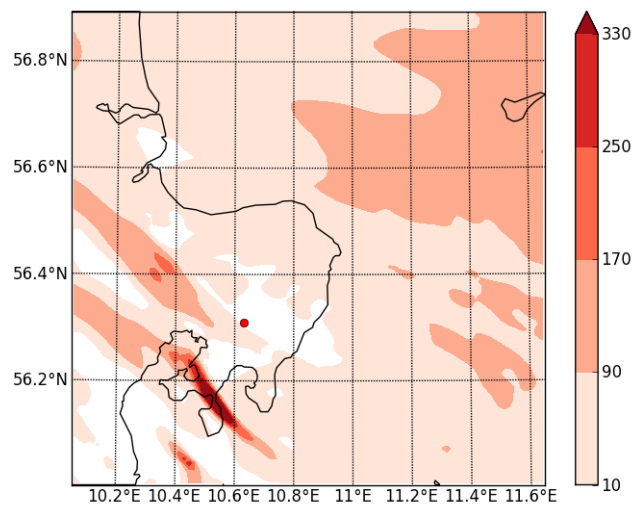
Figur 4.21: YZ-plott (10.4E, litt vest for Tirstrup) ved tidspunkt 2012-02-17T13Z. Fylte konturer er skyvann (gm^{-3}). Temperaturkonturer er i grader Celsius.



Figur 4.22: YZ-plott (10.4°E, litt vest for Tirstrup) ved tidspunkt 2012-02-17T13Z. Fylte konturer er dråpeantall (cm^{-3}). Temperaturkonturer er i grader Celsius.



Figur 4.23: YZ-plott (10.4°E, litt vest for Tirstrup) ved tidspunkt 2012-02-17T13Z. Fylte konturer er MVD (μm). Temperaturkonturer er i grader Celsius.

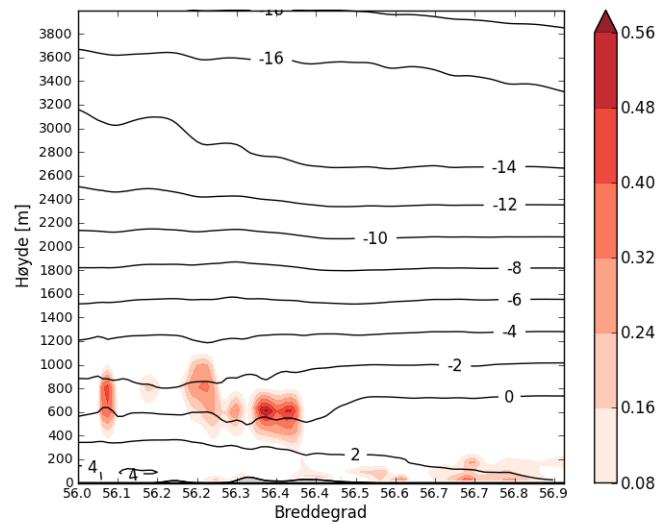


Figur 4.24: Skyvann og regn integrert vertikalt (gm^{-2}) ved tidspunkt 2012-02-17T13Z. Aarhus flyplass markert med rød prikk.

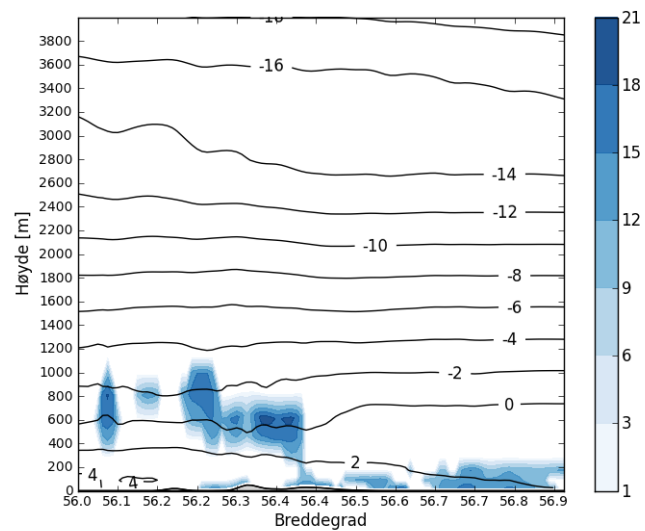
Simulering med Thompsonskjemaet

I simuleringen med Thompsonskjemaet benyttet vi som i det andre Danmark-caset et dråpeantall på 250 dråper cm^{-3} . I likhet med Morrisonsimuleringen brukte vi en indre domene med 1 km horisontal oppløsning. Figur 4.24 viser skyene slik de er ved tidspunkt 2012-02-17T13Z. Stripene nordvest for Tirstrup er noe mindre markerte enn i simuleringen med Morrisonskjemaet.

Figur 4.25 viser et vertikalt snitt i sør-nord retningen. Som for simuleringen med Morrison-skjemaet ser vi at skyene ikke er i den observerte høyden, og heller ikke har vanninnholdverdier som svarer til observasjonene. Figur 4.26 viser MVD som er også for Thompsonskjemasimuleringen gir for lave verdier i forhold til observasjonene. Vindfeltet for Thompsonskjemasimuleringen er ikke plottet, men er omtrent identisk med vindfeltet for Morrisonskjemasimuleringen.



Figur 4.25: YZ-plott (10.4°E, litt vest for Tirstrup) ved tidspunkt 2012-02-17T13Z. Fylte konturer er skyvann (gm^{-3}). Temperaturkonturer er i grader Celsius.

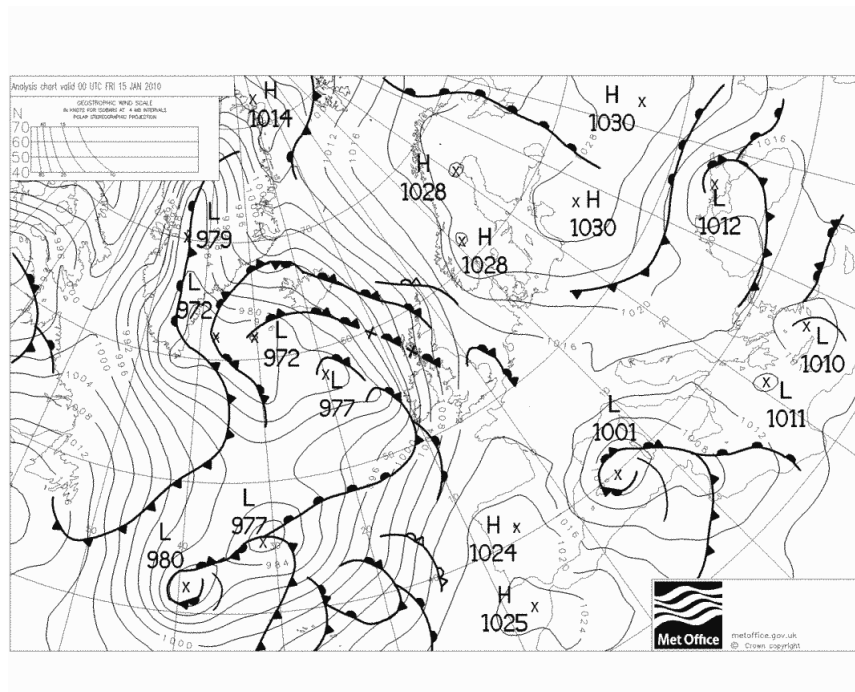


Figur 4.26: YZ-plott (10.4°E, litt vest for Tirstrup) ved tidspunkt 2012-02-17T13Z. Fylte konturer er MVD (μm). Temperaturkonturer er i grader Celsius.

4.2 Gardermoen januar 2010

Flymeteorologene til Meteorologisk Institutt forteller at det i januar 2010 ble rapportert om betydelig ising på fly i de sørøstlige delene av Norge. Vi vil her se nærmere på perioden 13. januar 2010 til 23. januar 2010, og særlig dagene 16. og 17. januar. Dessverre har vi ingen in-situmålinger som kan brukes til å verifisere WRF-simuleringene, så vi må verifisere mot andre observasjoner. Kvalitativt er isingsvarsler/rapporter i SIGMETs og METAR-meldinger nyttige. Kvantitativt er observert nedbør en god størrelse å verifisere mot.

Den synoptiske situasjonen er illustrert i figur 4.27. Et høytrykk øst for Skandinavia gir svake sørøstlig vinder inn over de sørøstlige delene av Norge. Høytrykket i øst er stasjonært gjennom hele perioden, men mot slutten av perioden kommer et svakt lavtrykk med noen tilhørende fronter inn over den sørlige delen av Sverige, se figur 4.28.



Figur 4.27: Synoptisk kart 15. januar 2010 kl 00:00Z, analyse fra UK Met Office. Lastet ned fra <http://www.wetterzentrale.de/topkarten/fsfaxbra.html>.

Som vist i tabell 4.1 ble det varslet særlig store problemer dagene 16. og 17. januar. En annen indikasjon på hvor store problemer det var i perioden får man fra de såkalt METAR-meldingene. Disse rapporterer om værforholdene på flyplassen, og kan også inkludere korttidsvarsler (TEMPO-delen av meldingen). Som vist i tabell 4.2 var det både rapporter og varsler om underkjølt yr/regn i perioden fra både Gardermoen og Rygge flyplass.

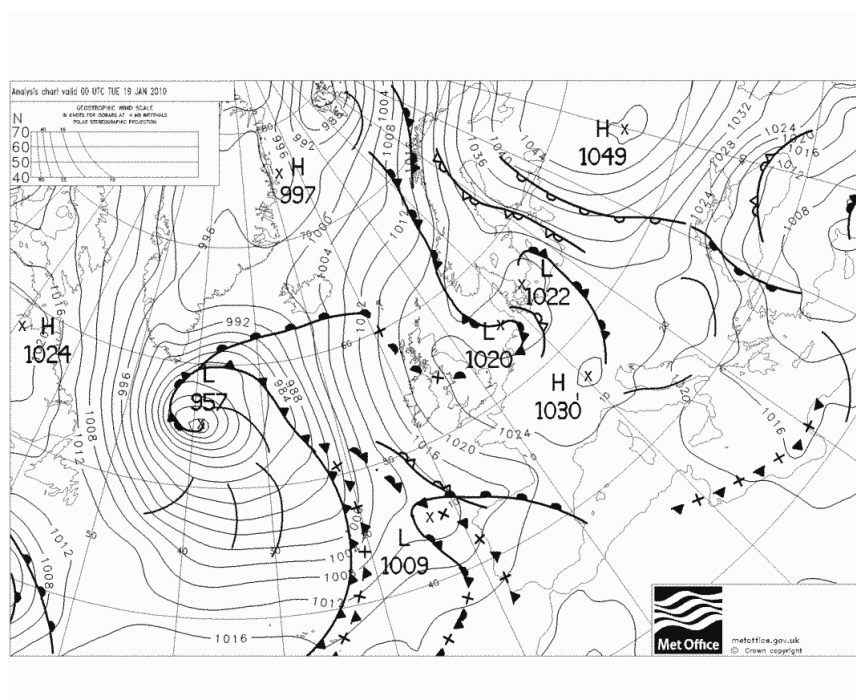
Figurene 4.29 og 4.30 illustrerer domenene som benyttes for denne simuleringen. Her er sentrum for domenene Gardermoen flyplass (markert med rød prikk). Domenene har en horisontal gitterstørrelse på henholdsvis 27, 9, 3 og 1 km.

I domeneploottene er også meteorologidataene fra ECMWF som benyttes i modellen

Dato	13/1	14/1	15/1	16/1	17/1	18/1	19/1	20/1	21/1	22/1	23/1
Modice	2	0	4	2	0	0	0	5	6	1	5
Sevice	0	0	0	5	6	3	0	0	0	0	1
Nedbør	0.0	0.0	0.0	0.8	1.5	1.1	1.2	0.0	2.4	1.0	0.6
Temp	-12.3	-10.0	-8.9	-5.9	-3.9	-4.4	-5.1	-5.5	-4.5	-5.7	-5.7
Trykk	998.6	998.1	1004.3	1004.8	998.3	999.3	1004.8	1007.3	1010.1	1011.4	1011.6

Tabell 4.1: Isingsvarsler i januar 2010 fra flymeteorologitjenesten til Meteorologisk Institutt. I tillegg er antall mm nedbør, middeltemperaturen (°C) og middeltrykk (hPa) på stasjonsnivå for Gardermoen inkludert (meteorologidata fra <http://eklima.no>).

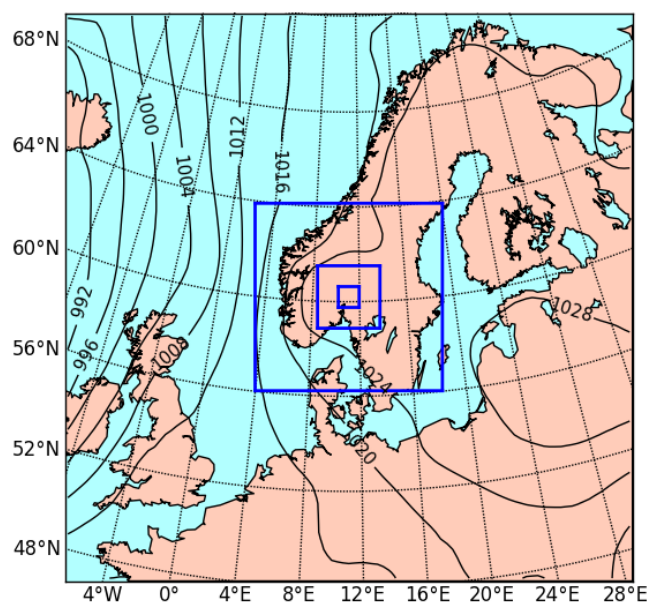
inkludert. I figur 4.29 ser vi at isobarene samsvarer med dem i figur 4.27.



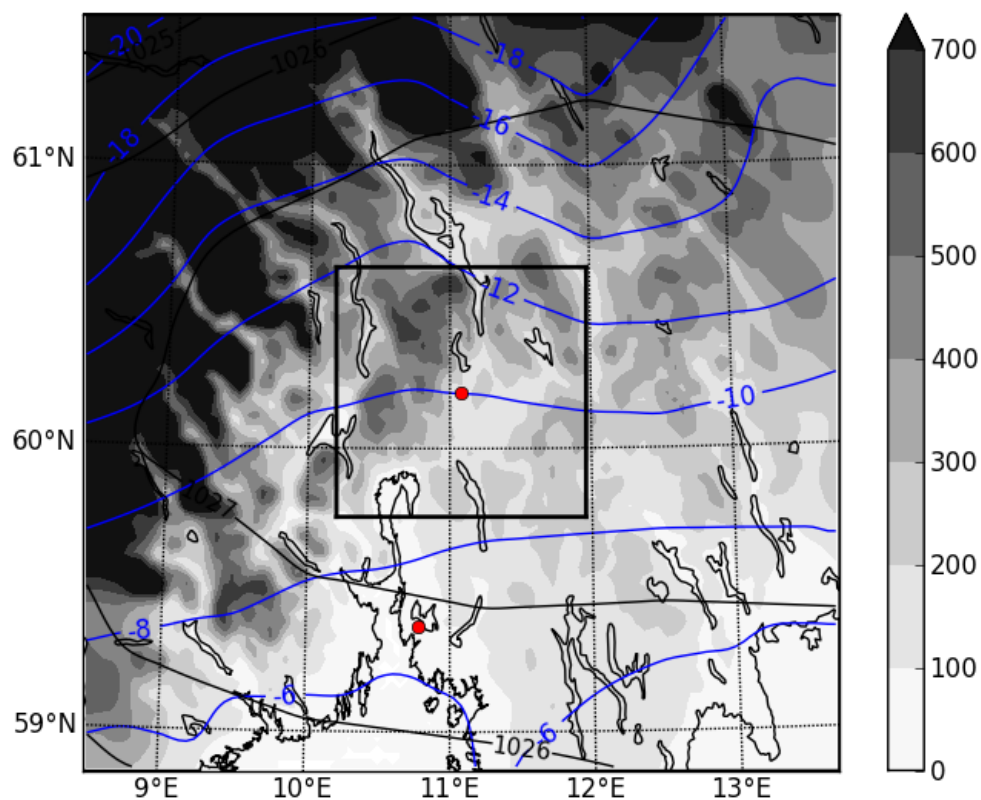
Figur 4.28: Synoptisk kart 19. januar 2010 kl 00:00Z, analyse fra UK Met Office. Lastet ned fra <http://www.wetterzentrale.de/topkarten/fsfaxbra.html>.

Dato	13/1	14/1	15/1	16/1	17/1	18/1	19/1	20/1	21/1	22/1	23/1
G FZDZ	0	1	0	3	0	0	0	0	0	0	0
G TEMPO FZDZ	0	0	0	9	0	0	0	0	0	0	0
R FZDZ	0	3	0	3	4	6	0	4	11	1	0
R FZRA	0	0	0	5	0	0	0	0	0	0	0
R TEMPO FZDZ	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Tabell 4.2: METAR-meldinger for Gardermoen (G) og Rygge (R). FZDZ - Freezing drizzle. FZRA - Freezing rain. Meldinger med TEMPO er varsler, de andre er rapporter. Arkiverte meldinger hentet fra <http://navlost.eu/aero/metar/>



Figur 4.29: Domene 1 i WRF-modelloppsettet med havnivåtrykk (hPa) ved tidspunkt 2010-01-15T00:00Z. Modellens meteorologidata er fra ECMWF. I tillegg vises plasseringen av domene 2, 3 og 4.

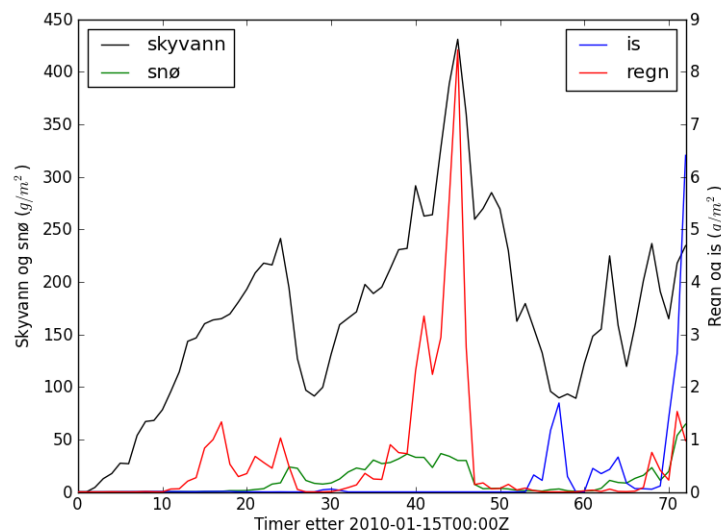


Figur 4.30: Domene 3 i WRF-modelloppsettet med havnivåtrykk (hPa, svarte konturlinjer) og temperatur i nederste modellflate ($^{\circ}\text{C}$, blå konturlinjer) ved tidspunkt 2010-01-15T00:00Z. Modellens meteorologidata er fra ECMWF. I tillegg vises modellens terreng med fylte konturer for høyde over havnivå i meter. Flyplassene på Gardermoen og Rygge er markert med røde prikker. Domene 4 er markert som en sort boks.

4.2.1 Simulering med Thompsonskjemaet

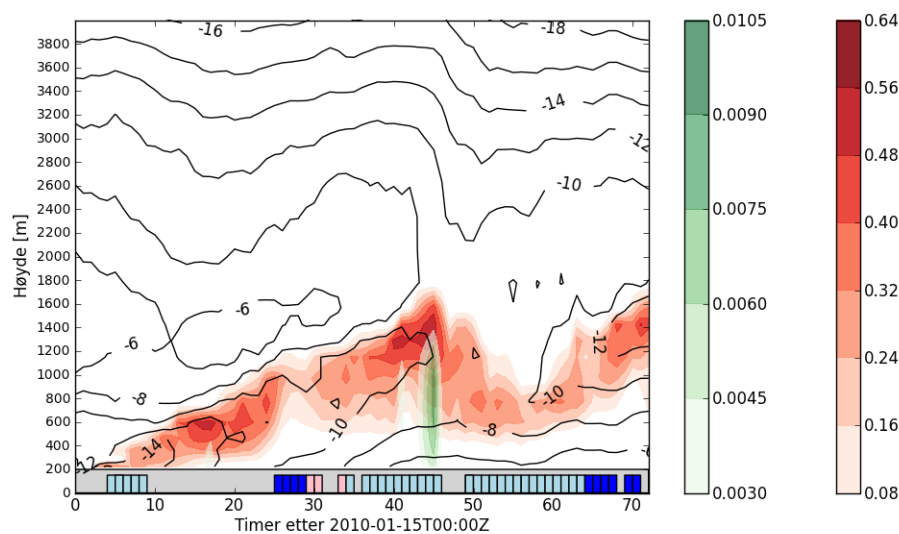
I motsetning til de andre simuleringene i denne oppgaven, er Thompsonskjemasimuleringen for Gardermoen-caset kjørt med WRF 3.1.1, se avsnitt 5.2 for kommentarer rundt dette. I denne simuleringen var dråpeantallet satt til 300 per cm^3 .

Figur 4.31 viser tidsutviklingen for hydrometeorer over Gardermoen flyplass fra simuleringen starter 2010-12-15T00:00Z. Vi ser at det i hele perioden er skyvann tilstede, med en topp etter ca. 45 timer med over 400 g skyvann per kvadratmeter. Mengden regn har et maksimum samtidig, mens mengden snø har et mindre markert maksimum. Det er hele tiden mer snø som felles ut enn regn (merk forskjellig skala). Mengden skyis er lavt i hele perioden, bortsett fra helt mot slutten. Skyis domineres av cirrus høyt i atmosfæren (8000-9000 meter), men som vi vil se nedenfor forekommer det også skyis i stratocumuluslaget.

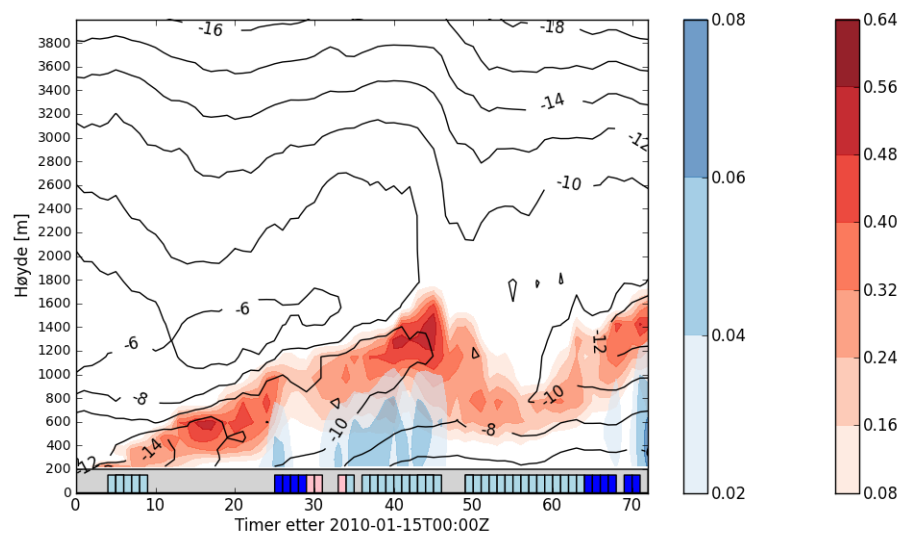


Figur 4.31: Tidsutvikling fra 2010-01-15T00:00Z for skyvann og snø (venstre akse), og regn og is (høyre akse) summert vertikalt i kolonnen over Gardermoen flyplass. For alle meteortyper er benevnningen gm^{-2} .

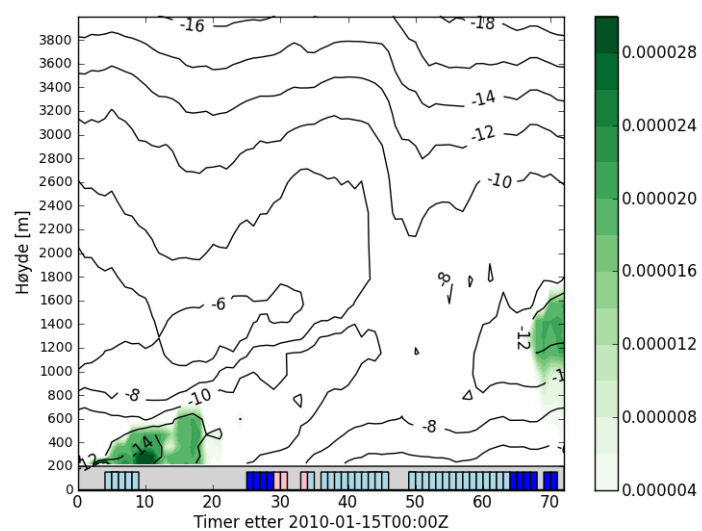
Figurene 4.32 og 4.33 viser hvordan den vertikale strukturen til skyvann, regn og snø utvikler seg gjennom perioden over Gardermoen, lufttemperaturen er også inkludert i disse plottene. Gjennom det meste av perioden er det et inversjonslag, men dette laget løftes utover i perioden og distribusjonen av skyvann løftes også. Simuleringen viser en tydelig forekomst av underkjølt yr ca. 45 timer ut i perioden, dvs. 2010-01-16T21:00Z, som samsvarer bra med figur 4.31. Men vi ser at nedbøren ikke kommer på nøyaktig samme tidspunkt som observasjonene i METAR-meldingene. Figur 4.34 viser den vertikale strukturen til skyis i stratocumuluslaget, det er snakk om svært små mengder med skyis. Det er et påfallende sammenfall mellom temperaturkonturene for $-12^{\circ}C$ og forekomsten av skyis. Noe som ikke er vist i figuren er at det dukker opp skyis (cirrus) ved noen tidspunkt høyt i atmosfæren.



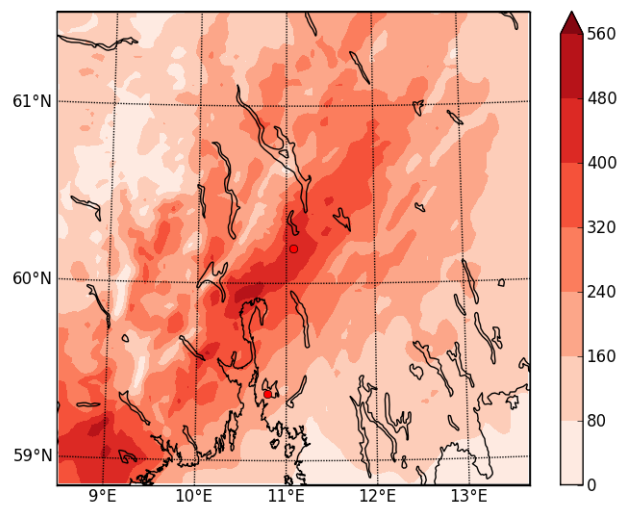
Figur 4.32: Tidsutvikling for vertikal fordeling av skyvann (gm^{-3} , røde konturer) og regn (gm^{-3} , grønne konturer) over Gardermoen flyplass fra 2010-01-15T00:00Z. I tillegg er det markert observasjoner fra METAR-meldinger: lyseblå - SG (kornsnø), blå - SN (snø), rosa - FRDZ (yr), rødt - FZRA (regn).



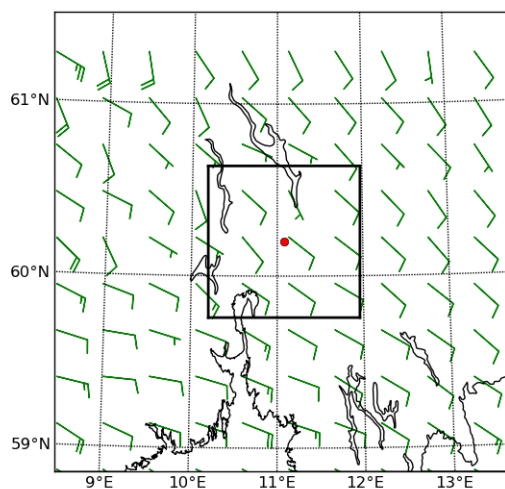
Figur 4.33: Tidsutvikling for vertikal fordeling av skyvann (gm^{-3} , røde konturer) og snø (gm^{-3} , blå konturer) over Gardermoen flyplass fra 2010-01-15T00:00Z. I tillegg er det markert observasjoner fra METAR-meldinger: lyseblå - SG (kornsnø), blå - SN (snø), rosa - FRDZ (yr), rødt - FZRA (regn).



Figur 4.34: Tidsutvikling for vertikal fordeling av skyis (gm^{-3} , grønne konturer) over Gardermoen flyplass fra 2010-01-15T00:00Z. I tillegg er det markert observasjoner fra METAR-meldinger: lyseblå - SG (kornsnø), blå - SN (snø), rosa - FRDZ (yr), rødt - FZRA (regn).



Figur 4.35: Skyvann integrert vertikalt (gm^{-2}) ved tidspunkt 2010-10-16T21:00Z.

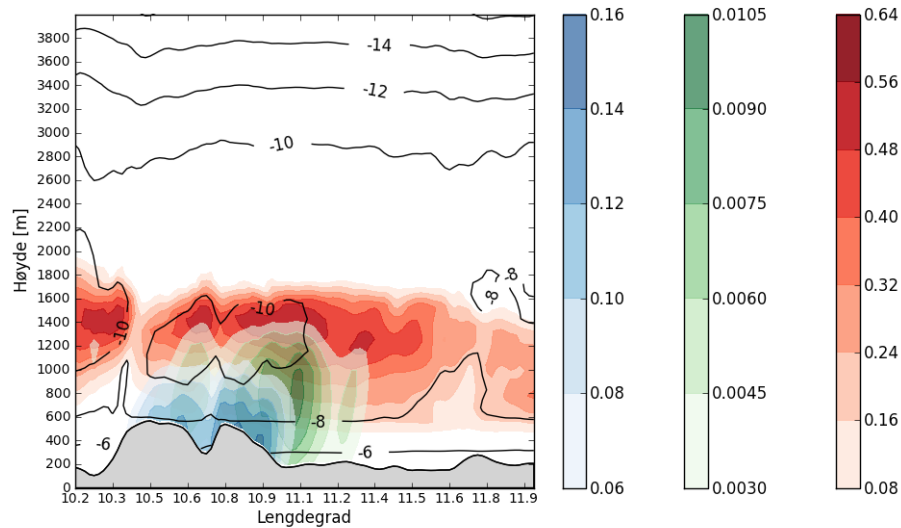


Figur 4.36: Vindfeltet (10 meter) i domene 3 ved tidspunkt 2010-10-16T21:00Z. Vindpiler, hel strek tilsvarer 5 m/s.

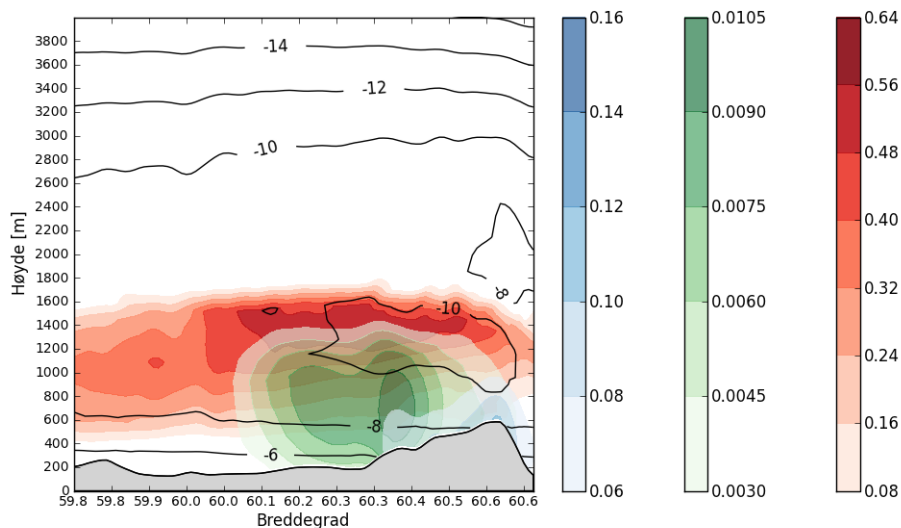
Figur 4.35 viser hvordan skyvannet var distribuert horisontalt på det tidspunktet det var maksimalt over Gardermoen. Vi ser at skyene dekker store deler av det sørøstlige Norge. Sett i sammenheng med figur 4.36 er det mye som tyder på at orografiske effekter spiller en betydelig rolle i skydannelsen: Skyene inneholder mer skyvann der lufta presses mot høyere terreng (sammenlikne med terrengformasjonene i figur 4.30).

Den vertikale strukturen til skyvannet på et bestemt tidspunkt illustreres av figurene 4.37 og 4.38. Vi ser at det noen steder over Gardermoen på dette tidspunktet var konsentrasjoner på

skyvann på over $0.5g/m^3$, mens temperaturen til det samme skyvannet var -10°C . Vi ser også at det blir mest nedbør der skyene presses mot høyere terreng.

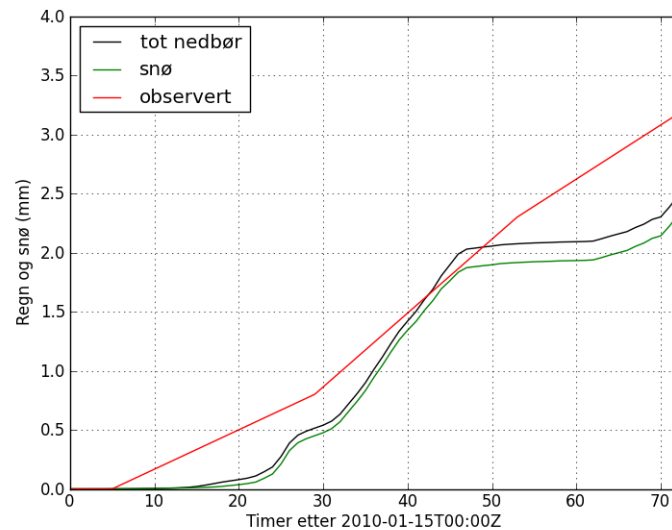


Figur 4.37: Skyvann (gm^{-3}) rød konturer, regn (gm^{-3}) grønne konturer og snø (gm^{-3}) blå konturer, ved tidspunkt 2010-10-16T21:00Z. Vest-øst langs breddegrad 60.2°N .

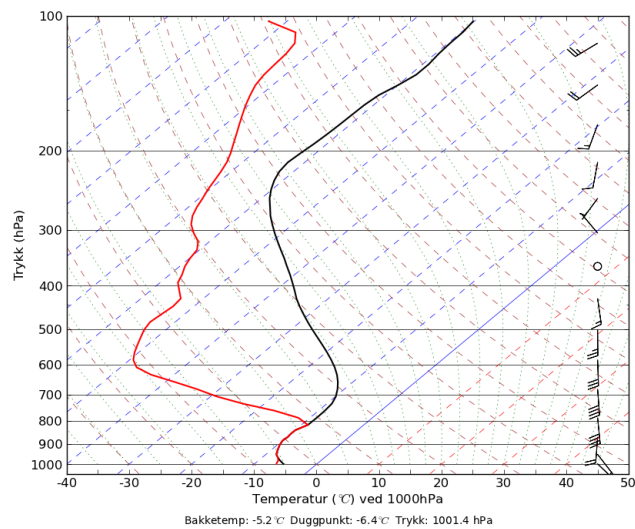


Figur 4.38: Skyvann (gm^{-3}) rød konturer, regn (gm^{-3}) grønne konturer og snø (gm^{-3}) blå konturer, ved tidspunkt 2010-10-16T21:00Z. Sør-nord langs lengdegrad 11.08°E .

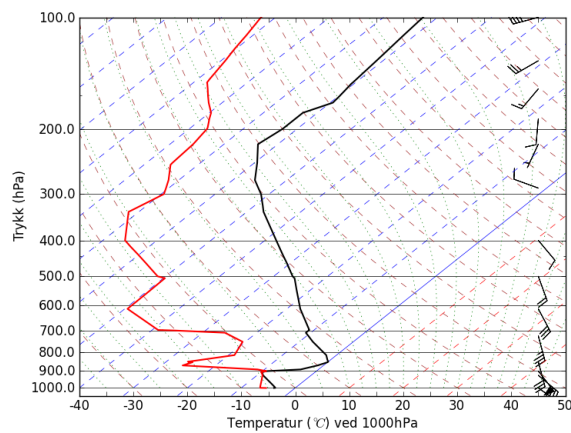
Vi kan også sammenlikne observert nedbør med modellen. Figur 4.39 viser at den observerte nedbøren var litt større enn modellens. Det meste av modellens nedbør kommer som snø.



Figur 4.39: Tidsutvikling for akkumulert nedbør fra 2010-01-15T00:00Z ved Gardermoen flyplass. Modellens nedbør er midlet over 9 gridpunkter. Observert nedbør er linearisert fra observert døgnnedbør for de aktuelle dagene (nedbørsdøgn er fra 06:00Z til 06:00Z), se tabell 4.1. Meteorologidata fra <http://eklima.no>.



Figur 4.40: SkewT-lnp-diagram for Gardermoen ved tidspunkt 2010-10-16T21:00Z. Figuren er generert fra data fra simuleringen og viser vertikal struktur til temperatur (svart kurve), duggpunktstemperatur (rød kurve) og vind (vindpiler, hel strek tilsvare 5 m/s).



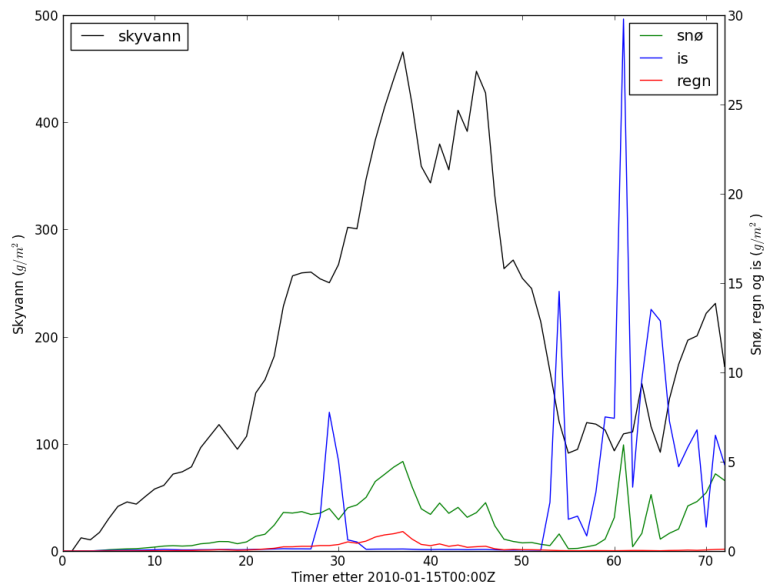
Figur 4.41: Sondediagram fra Gøteborg (02527) 2012-01-17T00Z. Data lastet ned fra <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>.

Den vertikale strukturen til værsituasjonen vises i skewT-lnp-diagrammet i figur 4.40. Til sammenlikning viser figur 4.41 observasjonene fra Gøteborg 3 timer senere. Strukturen er ganske lik, men inversjonen er mye skarpere i observasjonene enn i modellen.

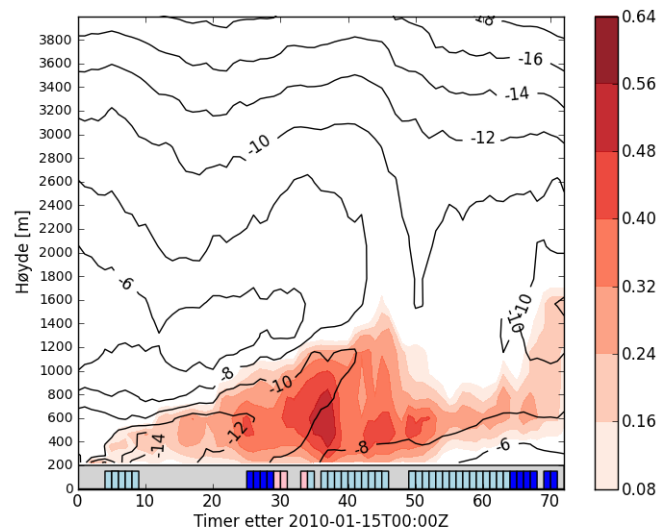
4.2.2 Simulering med Morrisonskjemaet

Den tilsvarende simuleringen med Morrisonskjemaet gir beslektede, men ikke helt like resultater. De største forskjellene er:

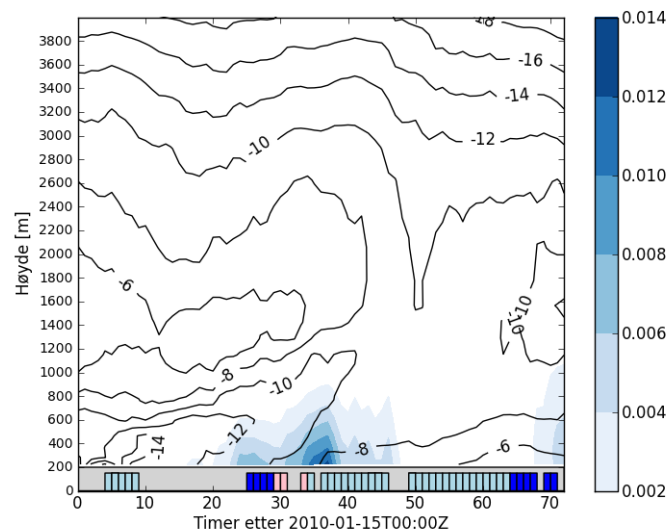
1. Det blir betydelig mindre nedbør enn med Thompsonskjemaet og all nedbøren kommer som snø, se figur 4.46.
2. Det blir mer tåke ved bakken, noe som ikke stemmer overens med METAR-meldingene. For eksempel, på kvelden 16. januar melder METAR-meldingene om at de laveste skyene ligger rundt 1000 fot (dvs. noe over 300 meter), mens skydekket ligger på 1500 fot (ca. 500 meter).
3. I likhet med Danmark-casene blir det mer skyvann (vertikalt integrert) enn med Thompsonskjemaet.



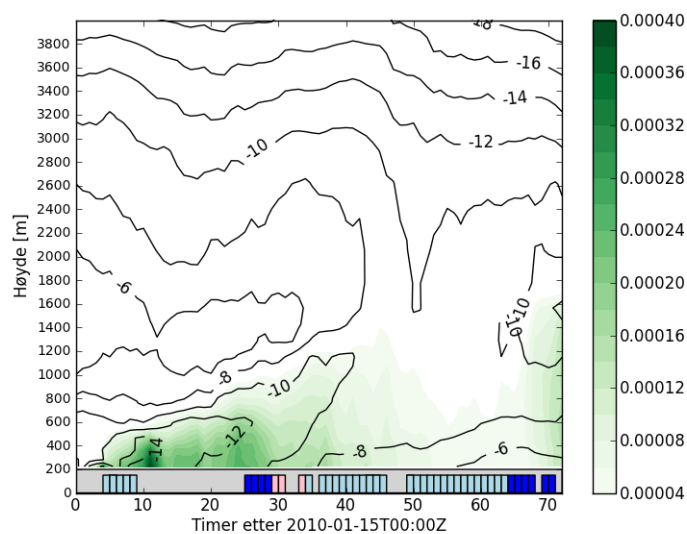
Figur 4.42: Tidsutvikling fra 2010-01-15T00:00Z for skyvann (venstre akse), og snø, regn og is (høyre akse) summert vertikalt i kolonnen over Gardermoen flyplass. For alle meteortyper er benevningen $g m^{-2}$.



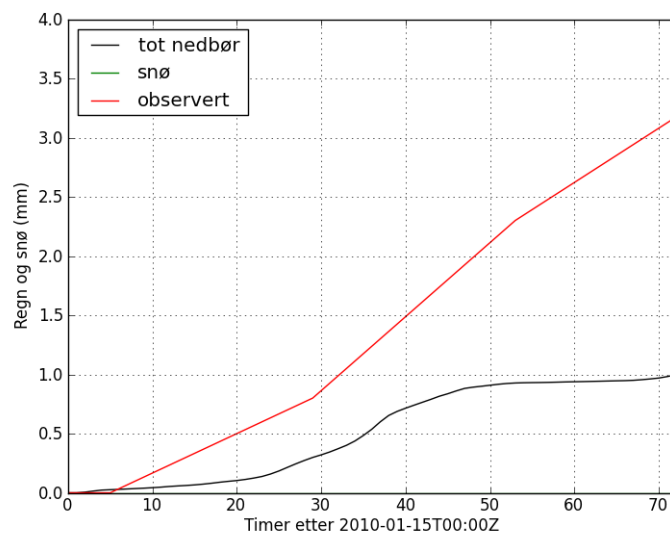
Figur 4.43: Tidsutvikling for vertikal fordeling av skyvann (gm^{-3} , røde konturer) over Gardermoen flyplass fra 2010-01-15T00:00Z. I tillegg er det markert observasjoner fra METAR-meldinger: lyseblå - SG (kornsnø), blå - SN (snø), rosa - FRDZ (yr), rødt - FZRA (regn).



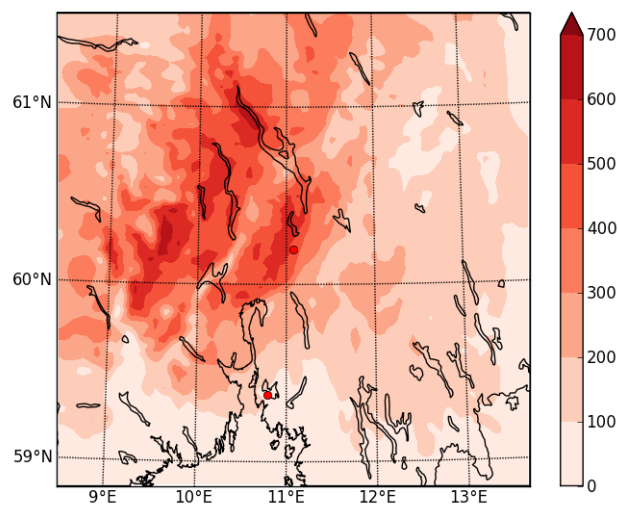
Figur 4.44: Tidsutvikling for vertikal fordeling av snø (gm^{-3} , blå konturer) over Gardermoen flyplass fra 2010-01-15T00:00Z. I tillegg er det markert observasjoner fra METAR-meldinger: lyseblå - SG (kornsnø), blå - SN (snø), rosa - FRDZ (yr), rødt - FZRA (regn).



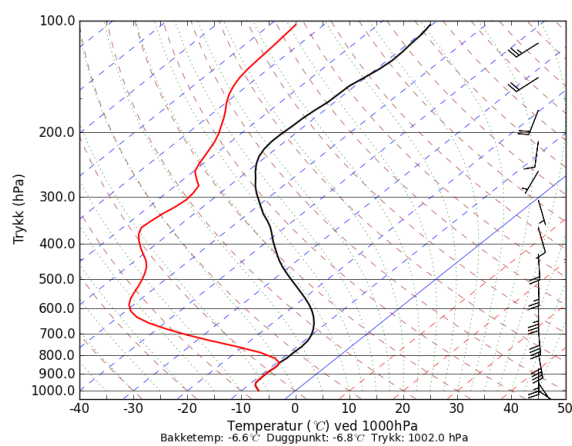
Figur 4.45: Tidsutvikling for vertikal fordeling av skyis (gm^{-3} , grønne konturer) over Gardermoen flyplass fra 2010-01-15T00:00Z. I tillegg er det markert observasjoner fra METAR-meldinger: lyseblå - SG (kornsnø), blå - SN (snø), rosa - FRDZ (yr), rødt - FZRA (regn).



Figur 4.46: Tidsutvikling for akkumulert nedbør fra 2010-01-15T00:00Z ved Gardermoen flyplass. Modellens nedbør er midlet over 9 gridpunkter. Observert nedbør er linearisert fra observert døgnnedbør for de aktuelle dagene (nedbørsdøgn er fra 06:00Z til 06:00Z), se tabell 4.1. Meteorologidata fra <http://eklima.no>.



Figur 4.47: Skyvann integrert vertikalt (gm^{-2}) ved tidspunkt 2010-10-16T21:00Z.



Figur 4.48: SkewT-lnp-diagram for Gardermoen ved tidspunkt 2010-10-16T21:00Z. Figuren er generert fra data fra simuleringen og viser vertikal struktur til temperatur (svart kurve), duggpunktstemperatur (rød kurve) og vind (vindpiler, hel strek tilsvare 5 m/s).

Kapittel 5

Diskusjon og konklusjoner

En dåre kan spørre mer enn ti vise kan svare.

Gammelt ordspråk

5.1 Innledning

En generell vurdering av tilfellene vi har sett på i kapittel 4 er at skyfysikkparameteriseringene virker bra. I hovedsak klarer modellen å gjenskape den generelle værsituasjonen, og skyer av riktig type og temperatur oppstår. Bare i Danmarkcaset fra 2012-02-17 blir skyene åpenbart for tynne og for lave, og dermed for varme. Men selv i dette tilfellet er det et imponerende sammenfall mellom de observerte skyene fra satelittbildet og de som oppstår i modellen både med Thompson- og Morrisonskjemaet.

Men det er noen påfallende forskjeller mellom hvordan Thompson- og Morrisonskjemaet håndterer de ulike tilfellene:

1. Det blir betydelig mer nedbør (særlig snø) med Thompsonskjemaet enn med Morrisonskjemaet.
2. Skyene løftes høyere med Thompsonskjemaet enn med Morrisonskjemaet. I Danmarkcasene gjelder dette både skybase og skytopp, mens i Gardermoencaset er skytoppen omtrent i samme høyde, men skybasen er for lav i Morrisonsimuleringen.

Med hensyn til begge disse punktene synes Thompsonskjemasimuleringene å ligge tettere opp til observasjonene enn Morrisonskjemasimuleringene. Det er derfor naturlig å anta at det er noen fysiske prosesser som er viktige i de studerte casene, og som er bedre representert i Thompsonskjemaet enn i Morrisonskjemaet.

For å finne forklaringer på disse forskjellene kan man forsøke å nøste ut hvilke fysiske prosesser som er mest avgjørende i nedbørsutfelling med Thompsonskjemaet. En måte å gjøre dette på er rett og slett å endre koden og kjøre et eller flere av casene på nytt.

5.2 Underkjølt yr og autokonvertering i Thompson- og Morrison-skjemaene

I Gardermoen-caset har vi observasjoner av underkjølt regn og yr, noe som også forekommer i simuleringene med Thompsonskjemaet. Med Morrisonskjemaet blir det bare svært små mengder med regn. Som vi så i avsnitt 2.5.8 er autokonvertering løst forskjellig i Thompson- og Morrisonskjemaene, og dette kan ha noe med saken å gjøre.

Det er også slik at det blir mindre underkjølt regn i Thompsonskjemasimuleringene med bruk av WRF 3.4.1 enn med WRF 3.1.1, det virker som om endringer i Thompsonskjemaet mellom disse to versjonene av WRF påvirker dette. Bortsett fra at det blir mye mindre regn, er det nesten ingen forskjell i forløpet av Gardermoen-caset med de to versjonene av WRF. Siden det er versjonen av Thompsonskjemaet i WRF 3.1.1 som gir resultater som ligger nærmest opp til observasjonene, er det interessant å finne ut hvilke endringer som har redusert forekomsten av regn i Gardermoen-caset. Jeg har forsøkt å reversere noen av endringene i Thompsonskjemaet som har skjedd mellom versjon 3.4.1 og 3.1.1, men jeg har ikke lyktes med å få regnet tilbake.

5.3 Sammenlikning av isprosessene i Thompson- og Morrison-skjemaene

Skyis i Gardermoen-caset med Thompsonskjemaet er illustrert i figur 4.34. Det er tydelig at denne skyisen oppstår ved isnukleasjon direkte fra vanndamp (som beskrevet i avsnitt 2.5.7): Den er begrenset til de områdene der temperaturen er -12°C eller lavere, som er den temperaturskelverdien Thompsonskjemaet opererer med. Selv om det bare er ørsmå mengder is som dannes, kan det være at ispartiklene vokser videre ved diffusjon og konverterer til små mengder snø. Disse partiklene kan så vokse videre, og etter noe tid kan det resultere i snø som faller ut av skyen.

Morrisonskjemaet produserer mer is (en hel størrelsesorden mer, se figur 4.45), og har et mer kontinuerlig forløp slik at det ikke er noe innslagspunkt ved -12°C . Inspeksjon av koden til Morrisonskjemaet viser at det er en tilsvarende temperaturskelverdi, men den er satt til -8°C . Det kan også være andre ismekanismer som aktiveres med Morrisonskjemaet.

Men selv om det er mer is med Morrisonskjemaet blir det betydelig mindre snø, så det må være noen fysiske prosesser som er representert anderledes i Morrisonskjemaet. Dette kan være diffusjonsvekst, oppsamling eller noe annet. Det kan tenkes at skyisforekomstene i Thompsonskjemaet vokser raskere og konverterer til snø.

5.4 Hvor kommer snøen fra i Thompsonskjemaet?

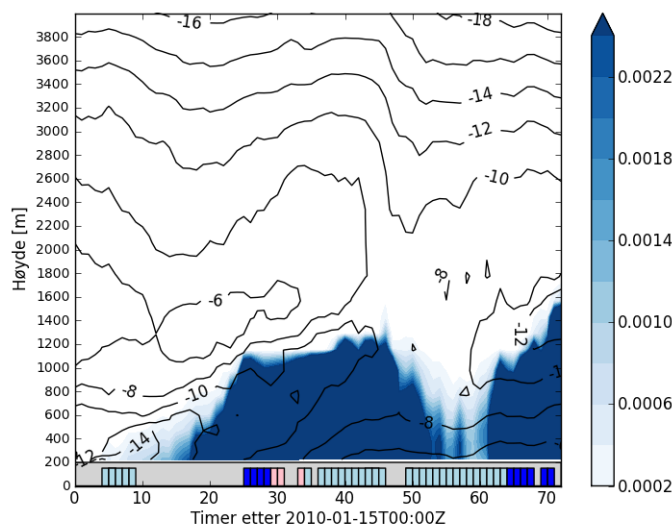
5.4.1 Fra is til snø

Slik skyfysikken er representert i mikrofysikkskjemaene er den mest opplagte veien for produksjon av snø som følger:

1. Det første som må skje er at det produseres iskrystaller. Dette kan skje på flere vis som beskrevet i avsnitt 2.5.7.
2. Iskrystallene kan under gunstige forhold vokse raskt ved diffusjon, og dermed autokonvertere til snø.
3. Skyis og snø kan samle opp skyvann og dermed flytte mer av skyvannet over i snøkategorien.

Det er ikke opplagt om det er diffusjonsvekst eller oppsamling som er viktigst. Denne problemstillingen vil vi adressere nedenfor.

I Gardermoen-caset ser vi eksempler på dette forløpet både med Thompson- og Morrison-skjemaet. Hovedforskjellen er at det dannes mer nedbør med Thompsonskjemaet.



Figur 5.1: Tidsutvikling for vertikal fordeling av snø (gm^{-3} , blå konturer) over Gardermoen flyplass fra 2010-01-15T00:00Z. I tillegg er det markert observasjoner fra METAR-meldinger: lyseblå - SG (kornsnø), blå - SN (snø), rosa - FRDZ (yr), rødt - FZRA (regn).

Skyis i forløpet med Thompsonskjemaet er illustrert i figur 4.34. Figur 5.1 viser forekomsten av snø som i figur 4.33, men konturene er endret slik at man også ser de små forekomstene av snø. Ut fra dette plottet kan det se ut som skyisen konverterer til snø, som beskrevet ovenfor.

5.4.2 Testkjøringer med utkobling av isprosesser

For å teste om forløpet skissert i foregående avsnitt stemmer overens med det som faktisk skjer i Thompsonskjemaet, kan man rekjøre simuleringen med en versjon av skyfysikkskjemaet der nukleasjon av is fra vanndamp er koblet ut - dette gjøres enkelt med for eksempel å endre innslagspunktet for mekanismen med hensyn til temperatur til en urealistisk lav verdi. Resultatet er at, ganske riktig, et plott tilsvarende det i figur 4.34 ikke lengre viser noe skyis. Men det blir fortsatt like mye snø (!), og den totale nedbøren som akkumuleres gjennom modellkjøringen på 3 døgn blir bare marginalt mindre. Dette betyr at forløpet vi har beskrevet ovenfor tilsynelatende *ikke* stemmer med det som faktisk skjer i Thompsonskjemaet.

Hvis vi forsøker det samme med Morrisonskjemaet, det vil si kobler ut isprosessene, blir det ingen snø. Det blir mindre nedbør og det blir bare nedbør som regn. Så Morrisonskjemaet har tilsynelatende en mer fysisk respons på utkoblingen av isprosessene.

5.4.3 Riming er viktig i Thompsonskjemaet

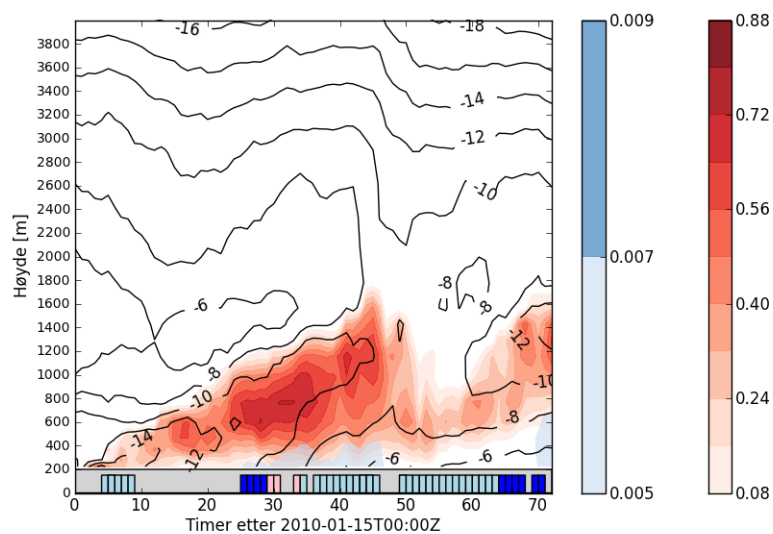
For å finne ut mer om hvordan snøen oppstår med Thompsonskjemaet, kan man forsøke å få den til å forsvinne ved å koble ut mulige mekanismer en for en, og kjøre modellen på nytt. Det er mange potensielle mekanismer, og mange sammenhenger. Det som etter mye utprøving viser seg å gjøre størst utslag er snøpartiklers oppsamling av skyvann (riming). Dersom denne ene mekanismen kobles ut¹ blir forløpet som illustrert i figur 5.2, som kan sammenliknes med figur 4.33. Legg merke til at skalaen for snø er redusert med en faktor på 10, og at skalaen for skyvann er utvidet.

Hvis man plotter skyis for dette tilfellet får man et resultat som er omtrent likt med figur 4.34. Det er flere interessante forhold som illustreres med figur 5.2:

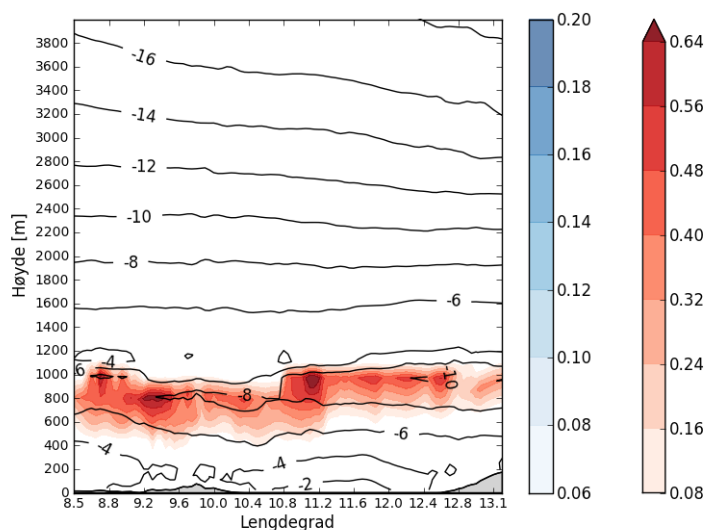
1. Det blir mer skyvann med et maksimum på over 0.8 gm^{-3} . Integrert vertikalt når nå summen av skyvann et maksimum på ca. 650 gm^{-2} .
2. Det blir mye mindre snø, og den totale nedbøren i løpet av 3-døgnperioden blir bare 0.5 mm , mot 2.5 mm tidligere. Dette leder til en konklusjon om at det er den utkoblede mekanismen som er den viktigste for å flytte masse fra skyvannkategorien over i snøkategorien.
3. Det blir lavere skydekke og mer tåke ved bakken, dvs. forløpet for skyene samsvarer i større grad med Morrisonskjemaet (se figur 4.43). Dette indikerer at det muligens er en og samme mangel ved Morrisonskjemaet som forårsaker for lite nedbør og for lave skyer.

Vi kan også rekjøre det første Danmark-caset med snøpartiklers oppsamling av skyvann avskrudd. Resultatet vises i figur 5.3. Hvis vi sammenlikner med figur 4.14 ser vi at snøen har forsvunnet og at mengden skyvann har blitt større. Så effekten av å slå av oppsamlingen er den samme som i Gardermoen-caset.

¹Konkret går endringen ut på å forandre linje 1690 i module_mp_thompson.F (versjonen i WRF 3.4.1), slik at variabelen prs_scv(k) får verdien 0.



Figur 5.2: Thompsonskjemaet med snøpartiklers oppsamling av skyvann koblet ut. Tidsutvikling for vertikal fordeling av skyvann (gm^{-3} , røde konturer) og snø (gm^{-3} , blå konturer) over Gardermoen flyplass fra 2010-01-15T00:00Z. I tillegg er det markert observasjoner fra METAR-meldinger: lyseblå - SG (kornsno), blå - SN (snø), rosa - FRDZ (yr), rødt - FZRA (regn).



Figur 5.3: XZ-plott (56.75N, litt nord for Tirstrup) ved tidspunkt 2012-02-08T08Z. Røde fylte konturer er skyvann (gm^{-3}), blå er snø (gm^{-3}). Temperaturkonturer er i grader Celsius.

5.4.4 Interaksjon mellom cumulus- og skyfysikkskjema

Det er fortsatt uklart hvorfor det dannes snø i Thompsonskjemaet tilsynelatende uten at det dannes noe is først. Inspeksjon av koden i `module_mp_thompson.F` (linje 1682-1691) tyder på at det som kreves for at rimingsmekanismen skal slå inn bare er at det eksisterer snø utover en minimumsverdi ($> 10^{-12} \text{ kg kg}^{-1}$), og at en representativ diameter kalkulert fra momenter til størrelsesfordelingen til snø er større enn $200 \mu\text{m}$. Koden er noe infløkt å forstå til bunns, men det kan se ut som blandingsforholdet til snø bare spiller en indirekte rolle i beregningen for hvor mye skyvann som konverteres til snø (via et av momentene til størrelsesfordelingen).

Ytterligere tester viser at Thompsonskjemaet har en interaksjon med cumulusskjemaet i WRF². Standardoppsettet i WRF er at det er skrudd på et cumulusskjema (Kain-Fritsch, valg 1) i de to ytterste domenene. Hvis man skruer dette av viser det seg at man får en mer fysiske respons til utkoblingen av isprosessene: snøen forsvinner. Så det virker som om cumulusskjemaet danner litt is eller snø, som så raskt blir til større mengder snø via oppsamling av skyvann i Thompsonskjemaet. Dette illustreres i figur 5.4 som viser hvordan skyis advekteres inn fra det ytre domene i en Thompsonskjemasimulering der alle isprosessene er avskrudd i skyfysikkskjemaet. Det vi ser her er at det dannes skyis av cumulusskjemaet i domenet utenfor, og at denne skyisen kommer inn i det indre domenet og konverteres til snø av skyfysikkskjemaet. Siden modellsonderingen i figur 4.40 viser at det er kraftig sørlig vind 20 ms^{-1} i høyde 900 hPa , er det ikke overraskende at skyisen fra domenet utenfor påvirker det indre domenet. Resultatet er at snøfeltet blir omtrent likt med slik det er i referansekjøringen med aktive isprosesser i skyfysikkskjemaet.

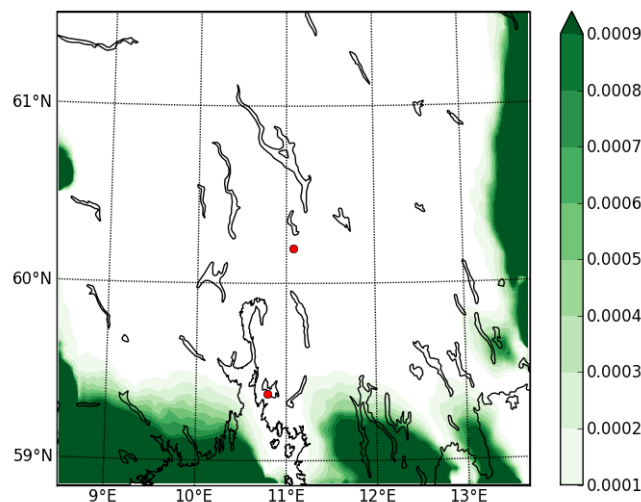
Hvis man rekjører de opprinnelige simuleringene fra avsnitt 4.2 uten cumulusskjemaet blir det ingen større forskjeller i resultatene, så skyisen som lages av cumulusskjemaet spiller bare en rolle når skyfysikkskjemaet ikke lager skyis selv.

5.4.5 Snøprosesser i Thompsonskjemaet: Oppsummering

Siden vi har observert at Thompsonskjemaet gir resultater som best samsvarer med observasjonene, er det et relevant spørsmål om Thompsonskjemaet får gode resultater fordi de fysiske prosessene som skjer i virkeligheten er godt representert, eller om de fysiske prosessene som genererer snø i virkeligheten avviker fra de som genererer snø i Thompsonskjemaet. For eksempel kan det tenkes at diffusjonsvekst er viktigere i virkeligheten. Som vi har påpekt i kapittel 3 er det ikke enkelt å finne løsningen på en slik problemstilling.

Men det er interessant å fastslå at de egenskapene ved Thompsonskjemaet som vektlegges mest i [Thompson et al. 2008] nettopp er størrelsesfordelingen, tettheten, den geometriske formen og fallhastigheten til snø, se avsnitt 2.5.10. Disse egenskapene spiller en viktig rolle i formuleringen av hvordan snø samler opp skyvann, og synes derfor å være avgjørende for at Thompsonskjemaet gir resultater som samsvarer godt med observasjonene.

²Det er Greg Thompson som foreslo at det var cumulusskjemaet som kunne være kilden til is når alle isprosessene var avskrudd i skyfysikkskjemaet.



Figur 5.4: Skyis integrert vertikalt (gm^{-2}) ved tidspunkt 2010-10-16T21:00Z. Fra en simulering med Thompsonskjemaet der skyisprosessene er koblet ut, men KF-cumulusskjemaet er aktivt i de to ytre domeneene.

5.5 Sammenlikning med andre arbeider

[Nygaard 2006] og [Nygaard et al. 2011] har gjort liknende simuleringer, men tilfellene som studeres i disse arbeidet har mer dynamikk og fokuset er på bakkenære forekomster av underkjølt skyvann. Likevel kan man si at våre resultater stemmer godt overens med konklusjonene fra disse referansene.

[Nygaard et al. 2011] legger stor vekt på at resultatene fra simuleringene de gjør blir bedre med høy horisontal oppløsning. Også i våre arbeider har vi sett at den horisontale oppløsningen spiller en rolle, særlig med henyn til nedbørsmengden (avsnitt 3.6.3). Men generelt så gir modellen gode resultater også med 3 km horisontal oppløsning. Denne forskjellen fra resultatene i [Nygaard et al. 2011] kan forklares med at de i sine simuleringer forsøker å gjenskape underkjølt skyvann og ising på toppen av fjell, og for slike simuleringer blir representasjonen av terrenget viktigere enn for våre simuleringer.

[Gao 2012] benytter WRF til å simulere tilfeller av underkjølt regn over Kina, og sammenlikner i likhet med oss flere av mikrofysikkskjemaene i WRF, blant annet Thompson- og Morrisonskjemaene. I dette arbeidet får de også generelt gode resultater, men de får noe bedre samsvar med observert nedbør med Morrisonskjemaet enn med Thompsonskjemaet. Det er noe uklart, men det virker som om tilfellene som simuleres i [Gao 2012] er av den typen underkjølt regn som oppstår når regn faller gjennom et kaldt luftlag nær bakken (se avsnitt 1.3). Så deres resultater er ikke nødvendigvis i motsetning til våre.

Et annet beslektet arbeid er [Crawford 2012], der de blant annet simulerer vinterskyer over Storbritannia med hjelp av WRF. Simuleringen i dette arbeidet begrenser seg til Morrisonskjemaet. Et resultat fra dette arbeidet er at Morrisonskjemaet overestimerer

primær isproduksjon, noe som kan stemme overens med våre resultater: Vi har sett at Morrisonskjemaet produserer en størrelsesorden mer is enn Thompsonskjemaet (avsnitt 5.3). Men cumuluscaset som studeres i [Crawford 2012] er ikke direkte sammenliknbart med våre tilfeller.

5.6 Oppsummering av konklusjoner

Resultatene i denne oppgaven gir grunnlag for å bekrefte arbeidshypotesen fra kapittel 1: Moderne atmosfæremodeller som WRF koblet med avanserte skyfysikkskjemaer ser ut til å kunne simulere forekomster av underkjølt skyvann på en overbevisende måte. Vi må selvfølgelig ta noen forbehold: Først og fremst må det sies at det empiriske grunnlaget er begrenset. Vi har sett på noen få tilfeller av stratocumulus som forekommer om vinteren på midlere breddegrader.

Thompsonskjemaet gir noe bedre resultater enn Morrisonskjemaet, og vi har identifisert skyfysikken knyttet til snø som en viktig forklarende faktor. Dette funnet stemmer godt overens med vektleggingen [Thompson et al. 2008] gjør med hensyn til størrelsesfordelingen og prosessene knyttet til snø.

En interessant observasjon i Gardermoen-caset er at simuleringen med Thompsonskjemaet der riming er utkoblet gir et resultat som likner mye på resultatet fra simuleringen med Morrisonskjemaet: ikke bare blir det mindre snø, men det blir også for lav skybase og tåke ved bakken. Et enkelt case som dette er for tynt empirisk grunnlag for konklusjoner, men vi kan i hvert fall framsette en hypotese om at en god formulering av snøprosessene generelt og riming spesielt er viktig for riktig plassering av skybasen i kalde stratocumulusskyer. Dette kan derfor også være relevant for bakkenær ising.

5.7 Muligheter for videre forskning

1. **Utvide det empiriske grunnlaget:** For det første ville det være interessant å simulere flere skandinaviske stratocumulustilfeller for å verifisere at resultatene våre holder mer generelt. Det ville også være interessant å se på mer dynamiske tilfeller, for eksempel i forbindelse med frontpassasjer i fjellområder. Siden skyfysikkparameteriseringene skal være generelle må de kunne takle vidt forskjellige vær-situasjoner.
2. **Bedre observasjoner:** Det ville være en stor fordel om man hadde flere og bedre observasjoner å verifisere simuleringene mot. Særlig in-situ observasjoner av skyvann og dråpestørrelse slik vi har i Danmark-casene gir en god basis for verifikasjon.
3. **Forbedring av Morrisonskjemaet:** Vi har gode indikasjoner på at representasjonen av snøprosessene i Thompsonskjemaet ser ut til å være viktige for at det gir gode resultater i de casene vi har studert. Det ville derfor være interessant å se om det er mulig å forbedre Morrisonskjemaet ved å endre snøprosessene - i beste fall ville dette forbedre både mengden nedbør og høyden på skyene.

4. **WRF Chem:** Skyfysikkskjemaene i WRF begynner å bli tilrettelagt for integrasjon med WRF Chem, noe som gir muligheter for å få både CCN- og iskjerne-konsentrasjoner som prognostiske variable. Siden dette er variable som normalt varierer betydelig både i tid og rom vil en slik integrert modell være en stor forbedring.

Tillegg A

Fortrankoden til Kesslerskjemaet

Den mest relevante delen av koden for Kesslerskjemaet i WRF er (i tillegg er det kode som regner ut sedimentering av dråper i vertikalen):

```
1 DO k = kts, kte
2 DO i = its, ite
3   factorn = 1.0 / (1.+c3*dt*amax1(0.,qr(i,k,j))*c4)
4   qrprod = qc(i,k,j) * (1.0 - factorn) &
5           + factorn*c1*dt*amax1(qc(i,k,j)-c2,0.)
6   rcgs = 0.001*rho(i,k,j)
7
8   qc(i,k,j) = amax1(qc(i,k,j) - qrprod,0.)
9   qr(i,k,j) = (qr(i,k,j) + prod(i,k,j)-qr(i,k,j))
10  qr(i,k,j) = amax1(qr(i,k,j) + qrprod,0.)
11
12  temp      = pii(i,k,j)*t(i,k,j)
13  pressure = 1.000e+05 * (pii(i,k,j)**(1004./287.))
14  gam = 2.5e+06/(1004.*pii(i,k,j))
15  ! qvs      = 380.*exp(17.27*(temp-273.)/(temp- 36.))/pressure
16  es        = 1000.*svp1*exp(svp2*(temp-svpt0)/(temp-svp3))
17  qvs       = ep2*es/(pressure-es)
18  ! prod(i,k,j) = (qv(i,k,j)-qvs) / (1.+qvs*f5/(temp-36.))**2)
19  prod(i,k,j) = (qv(i,k,j)-qvs) / (1.+pressure/(pressure-es)*qvs*f5/(temp-svp3)**2)
20  ern = amin1(dt*(((1.6+124.9*(rcgs*qr(i,k,j))**.2046) &
21                *(rcgs*qr(i,k,j))**.525)/(2.55e8/(pressure*qvs) &
22                +5.4e5))*(dim(qvs,qv(i,k,j))/(rcgs*qvs)), &
23          amax1(-prod(i,k,j)-qc(i,k,j),0.),qr(i,k,j))
24
25  ! Update all variables
26
27  product = amax1(prod(i,k,j),-qc(i,k,j))
28  t(i,k,j) = t(i,k,j) + gam*(product - ern)
29  qv(i,k,j) = amax1(qv(i,k,j) - product + ern,0.)
30  qc(i,k,j) = qc(i,k,j) + product
31  qr(i,k,j) = qr(i,k,j) - ern
32
33 ENDDO
34 ENDDO
```

Konstanter og variable i koden er forklart i tabell A.1.

Navn	Verdi	Forklaring
c1	0.001	Dette er konstanten k_1 i likning 2.34
c2	0.001	Dette er konstanten a i likning 2.34 men Kessler opererer med en annen verdi.
c3	2.2	Relatert til likning 2.34
c4	$7/8 = 0.875$	Kommer fra likning 2.36, dråpevekst ved oppsamling.
svp1	0.6112	Metningstrykket til vanndamp ved 0°C er 611.2Pa
svp2	17.67	Se likning 2.17 i [Rogers og Yau 1989]
svp3	29.65	Se likning 2.17 i [Rogers og Yau 1989]
svpt0	273.15	Smeltepunktet for is 0°C
xlx	$2.5\text{E}6$	Fordampningsvarmen (J/kg) til vann ved 0°C
cp	1004.6	Varmekapasiteten (J/K kg) til tørr luft ved konstant trykk
f5		$\text{svp2}^*(\text{svpt0}-\text{svp3})*\text{xlx}/\text{cp}$
ep2	0.622	$\varepsilon = R_d/R_v$
qv		Blandingsforholdet til vanndamp (kg/kg)
qc		Blandingsforholdet til skydråper (kg/kg)
qc		Blandingsforholdet til regndråper (kg/kg)
t		Potensiell temperatur (K)
prod		Sedimentering av regndråper (regnet ut i koden som ikke er vist)
dt		Tidsskritt
rho		Lufttetthet
p11		Exnerfunksjonen: $\Pi = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{R_d}{c_p}} = \frac{T}{\Theta}$
es		Metningstrykket for vanndamp (regnes ut ved bruk av 2.17 i [Rogers og Yau 1989])
qvs		Blandingsforhold av vanndamp ved metning (regnes ut ved bruk av 2.18 i [Rogers og Yau 1989])

Tabell A.1: Konstanter og variable i koden for Kesslerskjemaet

Variabelen prod er resultatet av koden som ikke er vist der forflytninger fra en luftpakke til en annen av regndråper er kalkulert.

Variabelen qrprod representerer produksjon (økning av massen) av regndråper som summen av oppsamling av skydråper og autokonvertering av skydråper til regnsdråper. Dette regnes ut i linje 3-5 i koden som er basert på likning 2.34 (autokonvertering) og 2.36 (oppsamling) fra [Kessler 1969]. Noen av konstantene er endret og det er ikke helt opplagt hvordan sammenhengen er mellom Kesslers formler og koden som faktisk er implementert.

I linje 8 oppdateres mengden skyvann ved at det som er blitt til regnvann trekkes fra. I linje 10 legges det nye regnvannet til mengden regnvann. I linje 9 er meningen at mengden regnvann skal oppdateres med det som faller inn i cellen som betraktes, men koden ser ikke riktig ut.

I linje 19 regnes det ut hvor mye nytt skyvann som lages ved kondensasjon, eventuelt hvor mye som tapes ved fordampning, dvs. resultatet kan være positivt eller negativt. Dessverre så gjenbrukes variabelen *prod* her, noe som gjør koden litt forvirrende. Formelen som brukes ser ut til å være mer beslektet med den vi utleder i avsnitt 2.5.4, enn den som Kessler opererer med. I linje 27 beskrankes eventuell fordampning (kan ikke fordampe mer enn alt skyvannet), og i linjene 29 og 30 oppdateres henholdsvis vanndamp og skyvann (legg merke til at variabelen *product* kan være positiv eller negativ).

Variabelen *ern* brukes der det regnes ut fordampning av regndråper i linje 20-23, og dette trekkes fra mengden regnvann i linje 31. Likningen som benyttes er ikke den Kessler opererer med (likning 2.41).

Temperaturen justeres i forhold til netto kondensasjon av vanndamp i linje 28.

Tillegg B

Algoritme for å beregne geopotensial på halvnivåer

```
function INTERPOLATE( $G, P, p$ ) ▷ Returnerer geopotensial på et halvnivå med trykk  $p$ .  
                                ▷  $G$  array med geopotensial på helnivåer,  $P$  array med trykk på helnivåer.  
   $k \leftarrow \text{LENGTH}(P)$   
  while  $k > 2 \wedge P[k - 1] \leq p$  do ▷ Husk at  $p$  faller med høyden,  $P[k - 1] > P[k]$   
     $k \leftarrow k - 1$   
  end while  
  if ( $P[k] > p$ ) then  
     $w \leftarrow 0.0$   
  else if ( $P[k - 1] < p$ ) then  
     $w \leftarrow 1.0$   
  else ▷  $P[k - 1] \geq p \geq P[k]$   
     $w \leftarrow (p - P[k]) / (P[k - 1] - P[k])$   
  end if  
  return  $(1.0 - w) * G[k] + w * G[k - 1]$  ▷ Lineær interpolasjon  
end function
```

Tillegg C

Tilpasning av Morrisonskjemaet i WRF 3.4.1

Den versjonen av Morrisonskjemaet som følger med WRF er ikke et tomomentskjema for skydråper. Men det er mulig å få tilsendt en utvidelse av skjemaet der antall skydråper er en prognostisk variabel. Det meste av kodeutvidelsene gjelder `module_mp_morr_two_moment.F`, men det er også en del mindre endringer i andre kildekodefiler for å få variabelen `QN_CLOUD` ut i resultatfilene fra WRF.

Utvidelsene vi tok utgangspunkt i var tilpasset WRF 3.1.1, og det viste seg å være en del plunder med å få den til å virke med WRF 3.4.1.

1. Koden er generelt litt omkalfatret og noen av parameterlistene er endret, men i hovedsak var det enkelt å endre all koden som ikke hadde med `module_mp_morr_two_moment.F` å gjøre.
2. I `module_mp_morr_two_moment.F` er det mellom WRF 3.1.1 og WRF 3.4.1 skjedd en del endringer som har med integrasjon med WRF Chem å gjøre. Dessverre så kolliderer disse endringene med kodeutvidelsene som har med det å få antall skydråper til å bli prognostisk å gjøre. Men stort sett begrenser dette seg til variabelnavn som må endres for å unngå konflikter.
3. Når man omsider har fått orden på koden og fått den til å kompilere må man sette `INUM=0` for å aktivere kodeutvidelsene. I tillegg må man konfigurere CCN-oppsettet som beskrevet i avsnitt 2.5.5: Man må sette `IACT=1`, og så man gi passende verdier til variablene `K1` og `C1`.
4. Når man har gjort alt riktig vil man etter en simulering med Morrisonskjemaet finne variabelen `QN_CLOUD` i nc-filene som blir produsert av WRF.

Bibliografi

- [Arakawa 1997] Arakawa, A.: Adjustment mechanisms in atmospheric motions. *J. Meteor. Soc. Japan* 75, 155-179 (1997).
- [Bigg 1953] Bigg, E.K.: The supercooling of water. *Proc. Phys. Soc. London* B66, 688-694 (1953).
- [Cooper 1986] Cooper, W.A.: Ice initiation in natural clouds. *Meteorological Monographs, American Meteorological Society* 43, 29-32 (1986).
- [Crawford 2012] Crawford, I.: Ice formation and development in aged, wintertime cumulus over the UK: observations and modelling. *Atmos. Chem. Phys.* 12, 4963-4985 (2012).
- [Deng 2007] Deng, A.: Update on analysis nudging FDDA in WRF-ARW, http://www.mmm.ucar.edu/wrf/users/workshops/WS2007/abstracts/4-8_Deng.pdf (2007).
- [Dudhia 1989] Dudhia, J.: Numerical study of convection observed during the Winter Monsoon Experiment using a mesoscale two-dimensional model. *Journal of Atmospheric Sciences* 46, 3077-3107 (1989).
- [Fefferman 2000] Fefferman, C.L.: *Existence and smoothness of the Navier-Stokes equation*, Clay Mathematics Institute: http://www.claymath.org/millennium/Navier-Stokes_Equations/navierstokes.pdf (2000).
- [Fletcher 1962] Fletcher, N.H.: *The physics of rainclouds*, Cambridge University Press (1962)
- [Gao 2012] Gao, Y.: A numerical simulation of microphysical structure of cloud associated with the 2008 winter freezing rain over Southern China. In: *Innsend til Journal of the Meteorological Society of Japan* (2012).
- [Hallett og Mossop 1974] Hallett, J. og Mossop, S.C.: Production of secondary ice crystals during the riming process. *Nature* 249, 26-28 (1974).
- [Hamblyn 2001] Hamblyn, R.: *The invention of clouds*, Picador (2001)
- [Hartmann 1994] Hartmann, D.L.: *Global physical climatology*, Academic Press (1994)
- [Huffman 1988] Huffman, G.J. og Norman, G.A.: The supercooled warm rain process and the specification of freezing precipitation. *Monthly Weather Review* 116, 2172-

2182 (1988).

- [Kalnay 2003] Kalnay, E.: *Atmospheric modelling, data assimilation and predictability*, Cambridge University Press (2003)
- [Kessler 1969] Kessler, E.: *On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations*, Meteorological Monographs No. 10, American Meteorological Society (1969).
- [Khairoutdinov og Kogan 2000] Khairoutdinov, M. F. og Kogan, Y.: A new cloud physics parameterization in a large-eddy simulation model of marine stratocumulus. *Mon. Wea. Rev.* 128, 229-243 (2000).
- [Korolev 2007] Korolev, A.: Limitations of the Wegener-Bergeron-Findeisen mechanism in the evolution of mixed-phase clouds. *Journal of Atmospheric Sciences* 64, 3372-3375 (2007).
- [Kristjánsson 1991] Kristjánsson, J.E.: Cloud parameterization at different horizontal resolutions. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 117, 1255-1280 (1991).
- [Laprise 1992] Laprise, R.: The Euler Equations of Motion with Hydrostatic Pressure as an Independent Variable, *Monthly Weather Review* 120, 197-207 (1992).
- [Liou 2002] Liou, K.N.: *An introduction to atmospheric radiation (second edition)*, Academic Press (2002).
- [Lie og Daum 2004] Liu, Y. og Daum, P.H.: Parameterization of the autoconversion process. Part I: Analytical formulation of the Kessler-type parameterization, *J. Atmos. Sci.* 61, 1539-1548 (2004).
- [Morrison et al. 2005A] Morrison, H., et al.: A new double-moment microphysics parameterization for application in cloud and climate models. Part I: Description. *J. Atmos. Sci.* 62, 1665-1677 (2005).
- [Morrison et al. 2005B] Morrison, H., et al.: A new double-moment microphysics parameterization for application in cloud and climate models. Part II: Single-column modeling of arctic clouds. *J. Atmos. Sci.* 62, 1678-1693 (2005).
- [Nygaard 2006] Nygaard, B.E.K.: *Varsling av atmosfærisk ising*, Masteroppgave, UiO (2006)
- [Nygaard et al. 2011] Nygaard, B.E.K. et al.: Prediction of in-cloud icing conditions at ground level using the WRF model. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 50, 2445-2459 (2011).
- [Pruppacher og Klett 2010] Pruppacher, H.R. og Klett, J.D.: *Microphysics of clouds and precipitation (second edition)*, Springer (2010).
- [Reisner et al. 1998] Reisner, J., et al.: Explicit forecasting of supercooled liquid water in winter storms using the MM5 mesoscale model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 124, 1071-1107 (1998).
- [Rogers og Yau 1989] Rogers, R.R. og Yau, M.K.: *A short course in cloud physics (third edition)*, Elsevier (1989).

- [Rottmann 1960] Rottmann, K.: *Mathematische Formelsammlung*, Bibliographisches Institut (1960).
- [Røed 2011] Røed, L.P.: *Atmospheres and Oceans on Computers: Fundamentals*, University of Oslo (2011).
- [Schroeder 2000] Schroeder, D.V.: *Thermal Physics*, Addison Wesley Longman (2000)
- [Skamarock et al. 2008] Skamarock, W.C. et al.: *A Description of the Advanced Research WRF Version 3*, NCAR TECHNICAL NOTE (2008)
- [Thompson et al. 2004] Thompson, G. et al.: Explicit forecasts of winter precipitation using an improved bulk microphysics scheme. Part I: Description and sensitivity analysis. *Monthly Weather Review* 132, 519-542 (2004).
- [Thompson et al. 2008] Thompson, G. et al.: Explicit Forecasts of Winter Precipitation Using an Improved Bulk Microphysics Scheme. Part II: Implementation of a New Snow Parameterization. *Monthly Weather Review* 136, 5095-5115 (2008).
- [Thompson et al. 2009] Thompson, G. et al.: Using the Weather Research and Forecasting (WRF) Model to Predict Ground/Structural Icing, *IWAIS XIII* (2009)
- [Tiedtke 1987] Tiedtke, M.: *Parametrization of non-convective condensation processes*, ECWMF (1987).
- [Ulbrich 1983] Ulbrich, C. W.: Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution. *Journal of Climate and Applied Meteorology* 22, 1764-1775 (1983).
- [Wallace og Hobbs 2006] Wallace, J.M. og Hobbs, P.V.: *Atmospheric science (second edition)*, Academic Press (2006)
- [Wang et al. 2011] Wang, W. et al.: *ARW Version 3 Modeling System Users Guide*, NCAR (2011)
- [Weber 2011] Weber, J.E.H.: *Geophysical fluid mechanics*, University of Oslo (2011).